

SÉRIE A, N° 1950

N° D'ORDRE :

2819

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M^{me} ARLETTE VASSY

1^{re} THÈSE. — SUR L'ABSORPTION ATMOSPHERIQUE DANS L'ULTRA-VIOLET

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenue le 26 mars 1941 devant la Commission d'examen.

MM. E. DARMOIS... *Président.*

HACKSPILL.... }
CROZE..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1941

SÉRIE A, N° 1950

N° D'ORDRE :

2819

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M^{me} ARLETTE VASSY

1^{re} THÈSE. — SUR L'ABSORPTION ATMOSPHÉRIQUE DANS L'ULTRA-VIOLET

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 26 mars 1941 devant la Commission d'examen.

MM. E. DARMOIS... *Président.*

HACKSPILL.... } *Examineurs.*
CROZE..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1941

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.
Doyen..... C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

<i>Professeurs honoraires.</i>	H. LEBESGUE.	DANGEARD.	ABRAHAM.
	Émile PICARD.	LESPIAU.	Ch. FABRY
	Léon BRILLOUIN.	VESSIOT.	Léon BERTRAND.
	GUILLET.	PORTIER.	WINTREBERT.
	PÉCHARD.	MOLLIARD.	DUBOSQ.
	FREUNDLER.	LAPICQUE.	BOHN.
	AUGER.	G. BERTRAND.	RABAUD.

PROFESSEURS

CAULLERY.	† Zoologie (Évolution des êtres organisés).	De BROGLIE.....	† Théories physiques.
Émile BOREL.....	† Calcul des probabilités et Physique mathématique.	CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.
A. COTTON.....	† Recherches physiques.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
J. DRACH.....	† Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	PRENANT.....	† Anatomie et Histologie comparées.
Charles PÉREZ....	† Zoologie.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
M. GUICHARD.....	† Analyse et mesures chimiques.	COMBES.....	† Physiologie végétale.
Paul MONTEL.....	† Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	GARNIER.....	† Mathématiques générales.
L. BLARINGHEM..	† Botanique.	PÉRES.....	Mécanique théorique des fluides.
G. JULIA.....	† Mécanique analytique et Mécanique céleste.	HACKSPILL.....	† Chimie minérale.
C. MAUGUIN.....	† Minéralogie.	TOUSSAINT.....	Technique Aéronautique
A. DENJOY.....	† Géométrie supérieure.	M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
L. LUTAUD.....	† Géographie physique et géologie dynamique.	G. RIBAUD.....	† Hautes températures.
G. BRUHAT.....	† Physique théorique et physique céleste.	CHAZY.....	† Mécanique rationnelle.
E. DARMOIS.....	† Enseignement de Physique.	H. GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
A. DEBIERNE.....	† Physique Générale et Radioactivité.	CROZE.....	Recherches physiques.
A. DUFOUR.....	† Physique (P. C. B.).	DUPONT.....	† Théories chimiques.
L. DUNOYER.....	† Optique appliquée.	LANQUINE.....	† Géologie structurale et géologie appliquée.
A. GUILLIERMOND.	† Botanique.	VALIRON.....	Mathématiques générales.
M. JAVILLIER.....	† Chimie biologique.	BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
F. PICARD.....	† Zoologie (Évolution des êtres organisés).	MILLOT.....	Biologie animale (P.C.B.)
Henri VILLAT.....	† Mécanique des fluides et applications.	F. PERRIN.....	Théories physiques.
Ch. JACOB.....	† Géologie.	VAVON.....	Chimie organique.
P. PASCAL.....	† Chimie générale.	G. DARMOIS.....	Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique.
M. FRÉCHET.....	† Calcul différentiel et Calcul intégral.	CHATTON.....	† Biologie maritime.
E. ESCLANGON....	† Astronomie.	AUBEL.....	Chimie biologique.
M ^{me} RAMART-LUCAS	† Chimie organique.	Jacques BOURCART.	Géographie physique et géologie dynamique.
H. BÉGHIN.....	† Mécanique phys. et exp.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.	Physique générale et Radioactivité.
F. FOCH.....	† Mécanique expérimentale des fluides.	PLANTEFOL.....	Biologie végétale (P.C.B.)
PAUTHENIER.....	Physique (P. C. B.)	CABANNES.....	Enseignement de Physique.
		GRASSÉ.....	Biologie animale (P. B. C.).
		PRÉVOST.....	Chimie (P. C. B.).
		BOULIGAND.....	Mathématiques.
		CHAUDRON.....	Chimie (P. C. B.).

Secrétaire..... A. PACAUD.
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK



A MONSIEUR LE PROFESSEUR CH. FABRY
Membre de l'Institut.



A MONSIEUR LE PROFESSEUR E. DARMOIS



A MES PARENTS

A MON MARI

C'est pour moi un agréable devoir de remercier M. le Professeur Ch. Fabry, membre de l'Institut, pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail, accompli grâce à des techniques et à des méthodes dont il a perfectionné et répandu l'usage.

Les recherches ont été effectuées au Laboratoire d'Enseignement de Physique de la Sorbonne, et je prie son Directeur, M. le Professeur E. Darmon, de trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son Laboratoire, pour l'attention avec laquelle il a suivi mon travail et les moyens qu'il a mis à ma disposition pour le faciliter.

Je remercie également M. Ph. Wehrlé, Directeur de l'Office National Météorologique, qui nous a accordé la plus large hospitalité à l'Observatoire aérologique Teisserenc de Bort à Trappes, et à la Station météorologique du Mont-Ventoux ; sans l'importante installation et les vastes ressources de ces deux stations, nous n'aurions pu mener à bien un travail de cette nature.

Ces recherches ont été rendues possibles grâce au Comité d'Aide à la Recherche scientifique et à son secrétaire Amédée Guillet, à qui je veux dédier ici une pensée émue, grâce aussi au Conseil de la Faculté des Sciences et à son Doyen, M. le Professeur Maurain, enfin au Centre National de la Recherche scientifique et à son Directeur, M. H. Laugier, et je les remercie de l'aide matérielle qu'ils m'ont apportée, en particulier lors du séjour au Mont-Ventoux.

Enfin je n'oublierai pas mon mari, dont l'aide constante a été le meilleur soutien dans ces recherches qui ne font que continuer de nombreux travaux accomplis ensemble.

SUR L'ABSORPTION ATMOSPHERIQUE DANS L'ULTRA-VIOLET

Par Mme ARLETTE VASSY

SOMMAIRE. — Les mesures du coefficient d'absorption de l'ozone dans les divers domaines spectraux ayant été effectuées jusqu'à maintenant par des auteurs et suivant des procédés différents, il en résultait que les mesures d'épaisseurs réduites faites dans des régions distinctes du spectre ne conduisaient pas au même résultat. De nouvelles mesures des coefficients d'absorption en valeur relative ont été entreprises en vue d'obtenir une série homogène de coefficients qui soit utilisable pour les études d'optique atmosphérique. La technique utilisée est celle de la spectrophotométrie photographique. On a adopté comme coefficients de base ceux de Ny Tsi-Zé et Choong Shin-Piaw dans la région 3 000-3 300 Å des bandes de Huggins. Une première série de mesures donne les coefficients d'absorption de l'ozone entre 4 380 et 7 585 Å; le nombre et la position des accidents de la courbe ont été précisés et le domaine spectral exploré a été étendu de plus de 1 000 Å du côté de l'infra-rouge. Une deuxième série de mesures donne les coefficients d'absorption entre 2 020 et 2 170 Å, région intéressante pour l'étude de la réapparition du spectre solaire.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude des coefficients d'absorption de l'air au voisinage du sol entre 1 898 et 4 260 Å. La première partie, de 1 898 à 2 037 Å, réunit des mesures effectuées au laboratoire en valeur absolue. De sévères précautions ont dû être prises pour éviter les impuretés dont le rôle est mis en évidence; la deuxième série, de 2 037 à 4 260 Å, groupe les résultats de plusieurs nuits d'observations au Mont-Ventoux, en octobre 1938; ces dernières mesures étaient des mesures différentielles, raccordées du côté des grandes longueurs d'onde aux mesures absolues de coefficient d'absorption de l'air effectuées au Maroc antérieurement, du côté des courtes longueurs d'onde aux mesures précédentes effectuées au laboratoire. A l'encontre des travaux antérieurs, l'ensemble de ces résultats a été obtenu en utilisant

comme source le tube à hydrogène qui donne un spectre continu; on en verra la nécessité en plusieurs points. L'étude de la courbe d'absorption a montré l'existence de régions de transparence, ainsi que de bandes d'absorption appartenant aux constituants de l'air (l'oxygène et l'ozone en particulier) dont les parts respectives ont pu être évaluées quantitativement.

Ensuite ces mesures ont été comparées d'une part à celles de Buisson, Jausseran et Rouard, d'autre part à celles de Götz et Maier-Leibnitz. Cette comparaison a confirmé l'existence dans ces dernières d'une absorption résiduelle, variable dans le temps, et qui ne se trouve pas dans nos résultats; divers éléments susceptibles d'être responsables de cette absorption ont été envisagés. Cette comparaison montre que nos mesures correspondent à la plus grande transparence observée jusqu'ici.

Le troisième chapitre est consacré au calcul de l'absorption subie par la lumière plus courte que $3\,000\text{ \AA}$, provenant de sources extra-terrestres et atteignant une altitude donnée, ainsi qu'au calcul de la répartition spectrale énergétique de la lumière solaire pénétrant jusqu'aux altitudes de 0, 5, 10, 20, 30, 40 et 50 km. On a assimilé suivant le cas envisagé le spectre solaire à celui d'un corps noir à $4\,000^\circ\text{ K}$., ou à celui d'un corps noir à $6\,000^\circ\text{ K}$. Les résultats obtenus, susceptibles d'être utilisés pour un bon nombre d'études sur la haute atmosphère, montrent le rôle prédominant de l'absorption atmosphérique.

INTRODUCTION

Les résultats qui vont être présentés dans ce mémoire ont tous été obtenus en utilisant la technique de la spectrophotométrie photographique. La méthode photographique est en effet la plus pratique à l'heure actuelle pour des mesures hors du laboratoire comme certaines de celles que nous aurons à décrire; il était indiqué de conserver pour les mesures au laboratoire la technique imposée par les autres. Nous n'insisterons pas sur cette technique qui est maintenant classique.

Nous nous sommes efforcés de tirer de la méthode toute la précision qu'elle est susceptible de fournir. Pour cela, nous n'avons utilisé que des sources lumineuses donnant un spectre continu, lampe à incandescence, tube à hydrogène. Afin de repérer les longueurs d'onde avec précision, même en l'absence complète de raies dans la source, on superposait sur chaque spectre, avant de déplacer le châssis photographique, un spectre de l'arc au mercure dont les raies sont suffisamment espacées pour ne pas gêner les mesures; des spectres d'arc ou d'étincelle du fer, du cuivre ou de l'aluminium, juxtaposés, permettaient de tracer avec précision la courbe de dispersion.

Les plaques photographiques utilisées étaient des plaques spéciales pour la photométrie, c'est-à-dire à grain fin et possédant une couche sensible beaucoup plus épaisse que les plaques ordinaires du commerce; on a ainsi des plaques homogènes et très claires sur toute leur surface, ce qui est une condition indispensable pour obtenir des résultats reproductibles. Les erreurs dues à l'image latente sont éliminées

en retardant le développement de plusieurs heures après la prise du dernier spectre, procédé dont une étude antérieure (1) nous avait montré l'efficacité.

Il est également important de contrôler les sources avec beaucoup de précision, et de s'assurer de la fidélité de l'instrument de mesure si les spectres sont pris à des intervalles de temps assez grands.

La mesure photographique de deux éclairagements exigeant une gradation de la plaque, les réducteurs d'intensité adoptés (grilles, diaphragmes) ont été étalonnés au préalable dans les conditions mêmes de leur emploi par plusieurs méthodes. La courbe de gradation était construite à la manière habituelle, en portant en abscisses la densité optique des réducteurs, en ordonnées le logarithme des élongations du spot du microphotomètre; on n'a utilisé que la partie rectiligne ou quasi rectiligne de cette courbe, à l'exclusion des régions de sur ou de sous-exposition.

Grâce à ces quelques précautions, on obtient des résultats reproductibles à 1 ou 2 0/0 près. En faisant un nombre suffisant de déterminations, on améliore encore la précision.

CHAPITRE PREMIER

Coefficients d'absorption de l'ozone.

On sait que lorsqu'un faisceau lumineux parallèle et monochromatique traverse un milieu homogène absorbant, la loi d'affaiblissement du flux (ou de l'éclairement d'un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau) peut s'exprimer sous la forme $E = E_0 10^{-\alpha l}$.

E_0 étant le flux à l'entrée, E le flux à la sortie du milieu absorbant, l la longueur du parcours;

$\frac{E_0}{E}$ représente l'opacité de l'épaisseur absorbante traversée,

$\alpha l = \log_{10} \frac{E_0}{E}$ sa densité optique,

α , le coefficient d'absorption du milieu homogène (ou encore la densité optique de l'unité de longueur) pour la longueur d'onde considérée.

Le coefficient d'absorption se déduit donc facilement de la mesure du rapport de deux éclairéments. Dans le cas de l'ozone, où il nous est possible de réaliser un faisceau lumineux parallèle le long du parcours dans le gaz, il nous est commode d'adopter pour unité de longueur le centimètre, le gaz étant supposé réduit aux conditions normales de température et de pression.

Les propriétés absorbantes de l'ozone se manifestent dans toute l'étendue du spectre; un exposé détaillé en a été fait par E. Vassy (2). Nous nous intéresserons seulement aux régions visible : bandes de Chappuis (7 500-4 000 Å) et

ultra-violet : bandes de Huggins (3 000-3 300 Å) et fin de la bande de Hartley (2 000-2 200 Å).

I. — BANDES DE CHAPPUIS

1. Mesures antérieures. — L'absorption de l'ozone dans ce domaine a été étudiée quantitativement pour la première fois par Colange (3) qui en a donné les coefficients entre 4 350 et 6 400 Å ; ils sont représentés par la figure 1. Ces données se rapportent à la température ordinaire. Chappuis avait signalé dès 1882 une influence importante de la température sur l'absorption dans cette région ; la question a été

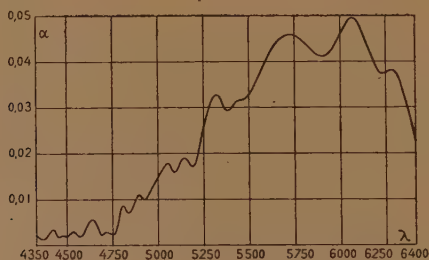


Fig. 1.

reprise depuis par Mme Lefèvre (4), puis par E. Vassy (2) qui a donné une évaluation quantitative de cet effet. Dans la suite de ce travail, il ne sera question que des coefficients d'absorption pour une température de 18° C.

Dans le cas de l'ozone, qui se présente le plus souvent sous la forme d'un mélange oxygène-ozone ou air-ozone, la détermination d'un coefficient d'absorption comporte deux séries de mesures faisant appel à des techniques très différentes : 1° une mesure spectrophotométrique conduisant à déterminer la densité optique pour une longueur d'onde et une épaisseur données ; 2° un dosage chimique permettant

de connaître l'épaisseur d'ozone traversée ramenée aux conditions normales de température et de pression (épaisseur réduite). Prettre et Guéron (5) ont montré que cette deuxième mesure présente des difficultés d'autant plus grandes que la concentration est plus faible, et qu'en outre, les réactifs habituellement employés n'étant pas spécifiques de l'ozone, les résultats obtenus sont erronés dans une proportion qui

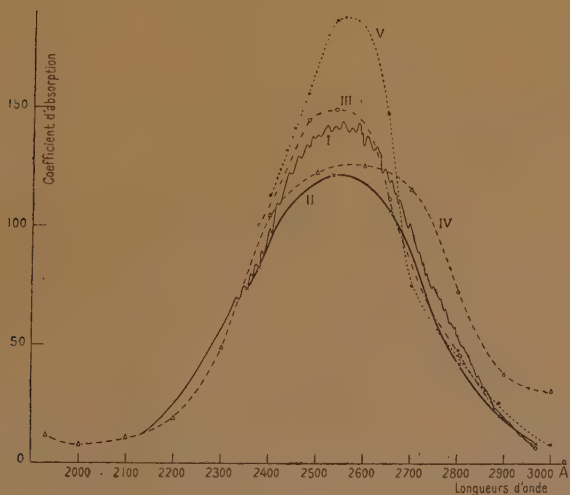


Fig. 2.

dépend naturellement des conditions expérimentales. Ajoutons aux causes d'erreur indiquées celles qui peuvent provenir de l'adsorption de l'ozone par les parois du récipient et dont l'importance a été mise en évidence par E. Vassy (2, pp. 91-94).

La difficulté de ce dosage chimique est sans doute la cause principale des écarts des coefficients d'absorption mesurés par les divers expérimentateurs. La figure 2 met en évidence ces différences pour la bande de Hartley; on voit qu'elles

peuvent atteindre 25 o/o et même beaucoup plus (courbes IV et V).

Pour certaines études d'optique atmosphérique où l'on a à faire la part exacte de l'absorption due à une même quantité d'ozone pour différents domaines spectraux, il importait davantage d'avoir une série homogène de coefficients que de connaître la valeur absolue de ces coefficients ; l'épaisseur réduite de l'ozone atmosphérique ne joue plus alors que le rôle d'un paramètre dont il n'est pas indispensable de connaître avec exactitude la valeur.

2. Dispositif expérimental. — C'est en vue de raccorder les coefficients du visible à ceux des bandes de Huggins que nous avons opéré de la façon suivante. Un tube en pyrex en forme de croix, fermé par quatre glaces de quartz soudées à la picéine perpendiculairement aux axes du tube, contient le mélange d'oxygène ozonisé. L'appareil producteur d'ozone a été déjà décrit (2, p. 12). Partant d'oxygène liquide, on condense les gaz à la sortie de l'ozonneur dans un piège à oxygène liquide, et on obtient dans le tube après évaporation un mélange d'oxygène et d'ozone exempt d'impuretés (en particulier d'oxydes d'azote) et dont la concentration en ozone peut atteindre 65 o/o. La figure 3 montre le schéma du montage ; le petit axe (longueur 9,8 cm.) est traversé par un faisceau lumineux issu d'un tube à hydrogène et rendu parallèle par un achromat quartz-fluorine ; un achromat identique placé à la sortie du tube concentre la lumière sur la fente d'un spectrographe Hilger E3 à optique de quartz, ouvert à $f/10$, dont la dispersion est $18 \text{ \AA}$ par millimètre vers $3\,250 \text{ \AA}$. Le grand axe (longueur 39,8 cm.) est traversé par le faisceau provenant d'une lampe à incandescence Philips Argenta diaphragmée par une ouverture circulaire de 8 mm. de diamètre au contact de l'ampoule ; ce faisceau est rendu parallèle au moyen d'une lentille de verre de 18 cm .

de distance focale; une lentille identique projetait ensuite l'image de la source sur la fente d'un spectrographe Cojan à deux prismes de flint ouvert à $f/9$ ayant une dispersion de $52 \text{ \AA}$ par millimètre pour $5600 \text{ \AA}$ et $20 \text{ \AA}$ par millimètre pour $4350 \text{ \AA}$. Afin d'éviter l'influence des réflexions sur les parois internes du tube, des diaphragmes étaient placés sur les glaces.

Les plaques photographiques utilisées étaient des plaques

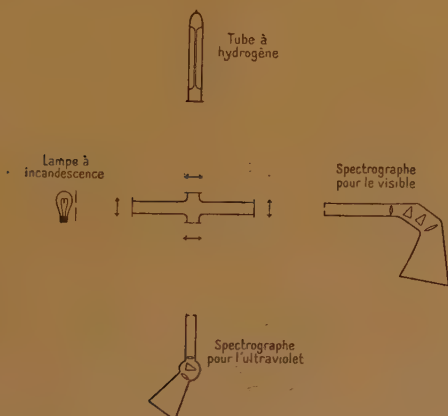


Fig. 3.

émulsionnées spécialement pour la photométrie, Ilford Zenith Supersensitive pour la région des bandes de Huggins, Ilford Long Range Spectrum et Ilford Special Rapid Panchromatic pour la région visible.

On sait que le noircissement d'un spectre donné par une lampe à incandescence décroît énormément quand on va du rouge au violet; afin de remédier à cette circonstance défavorable, qui oblige à multiplier les spectres de gradation et le nombre de régions spectrales étudiées en une seule fois, nous avons été amenés à corriger la répartition spectrale

énergétique de la lumière incidente au moyen d'un écran en verre de couleur bleu-vert qui atténuait la prédominance de la partie rouge du spectre ; une série de mesures a été faite avec le filtre et une autre sans le filtre.

Les plaques étaient développées dans un révélateur métol-hydroquinone de composition courante, à 18° C., et enregistrées ensuite au microphotomètre de Chalonge et Lambert.

La succession des opérations était la suivante : le tube était d'abord rempli d'oxygène pur à la pression normale ; on étalonnait chaque plaque en réduisant le flux lumineux dans un rapport connu au moyen de grilles métalliques noircies, utilisées suivant la technique de Harrison (6) ; plusieurs études complémentaires, par des méthodes photographiques ou photo-électriques, ont permis de déterminer leur densité optique dans les conditions d'emploi : 0,245 ; 0,62 ; 0,885 ; 1,08 ; 1,29.

Ensuite, après avoir admis le mélange oxygène-ozone dans le tube en croix, fermé le tube, et attendu un temps assez long pour que la concentration en ozone soit uniforme, on prenait une (ou plusieurs) série de trois spectres, le premier avec le spectrographe pour le visible, le second immédiatement après avec le spectrographe Hilger, puis le troisième à nouveau avec le spectrographe pour le visible. Chacun de ces spectres donne la densité optique de l'ozone dans la direction correspondante ; en effet, l'oxygène sous quelques centimètres pouvant être considéré comme parfaitement transparent dans les deux régions utilisées, la seule cause d'affaiblissement de la lumière introduite entre le premier spectre de gradation (sans grille) et les spectres d'ozone est la présence de ce dernier gaz dans le tube d'absorption.

Les mesures ont porté sur des épaisseurs réduites d'ozone (pour le grand axe) comprises entre 7 et 26 cm. La longueur du petit axe et les concentrations utilisées étaient telles que la région du spectre d'absorption où pouvait se faire la

mesure photographique de l'épaisseur tombait dans la région des bandes de Huggins. Cette mesure est faite photométriquement : on détermine la densité optique de l'ozone traversé ; on la divise par le coefficient d'absorption, et on obtient son épaisseur en centimètres. La concentration de l'ozone étant supposée uniforme, un simple rapport donne l'épaisseur traversée par le faisceau lumineux suivant le grand axe du tube. Il est ensuite facile, après avoir mesuré la densité optique dans cette dernière direction, de calculer le coefficient d'absorption dans la région considérée, celle des bandes de Chappuis.

Le dosage chimique, devenu inutile pour des mesures relatives, a été ainsi remplacé par une mesure spectrophotométrique. Les coefficients mesurés ne sont alors connus que relativement aux coefficients d'absorption dans l'ultra-violet. Les coefficients d'absorption de l'ozone adoptés pour la mesure dans les bandes de Huggins, et auxquels toutes les autres mesures sont donc rapportées, sont les coefficients mesurés par Ny, Tsi-Zé et Choong Shin-Piaw (7). Nous avons adopté ces derniers, car d'une part ils ont été déterminés à l'aide d'une source donnant un spectre continu, d'autre part l'accord avec les autres auteurs, Fabry et Buisson (8), Dutheil (9), est assez satisfaisant dans la région utilisée (3 300-3 200 Å). En outre, au cours des nombreuses déterminations d'épaisseurs d'ozone, faites par la méthode graphique déjà indiquée (2), coefficients en abscisses, densités optiques en ordonnées, nous n'avons jamais eu l'occasion de constater d'anomalies ou de points systématiquement aberrants.

3. Vérifications expérimentales. — La première vérification indispensable consistait à déterminer le temps au bout duquel le mélange gazeux pouvait être considéré comme homogène. Pour cela, un spectrographe à optique de quartz (Hilger E31) était mis à la place du spectrographe Cojan et

un tube à hydrogène à la place de la lampe Argenta. Il était ainsi possible de faire porter les mesures d'épaisseur sur une région spectrale commune, 3 100-3 300 Å, donc d'utiliser rigoureusement les mêmes coefficients. On a pu s'assurer qu'après un temps voisin de 30 minutes, pour les concentrations utilisées dans ces mesures, le rapport des deux épaisseurs se maintenait constant et égal au rapport des longueurs des deux axes. En ce qui concerne la décomposition photo-chimique, une série de spectres obtenus à des intervalles de temps très rapprochés a montré qu'elle n'était pas susceptible de perturber les mesures. Nous verrons plus tard qu'il n'en est pas ainsi dans tous les cas.

4. Résultats. — Les résultats des mesures, déjà publiés (10), sont contenus dans le tableau I et représentés graphiquement par la figure 4.

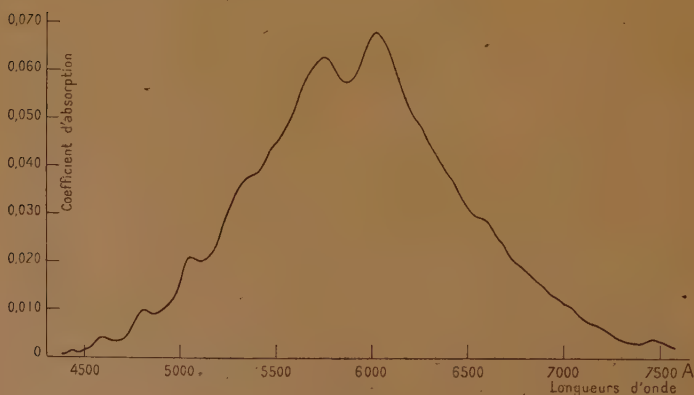


Fig. 4.

On voit que nous avons étendu l'étude quantitative des coefficients d'absorption de l'ozone dans les bandes de Chappuis de plus de 1 000 Å du côté des grandes longueurs d'onde, extension dont nous verrons plus loin l'intérêt.

TABLEAU I

Longueur d'onde	Coefficient d'absorption (cm.)	Longueur d'onde	Coefficient d'absorption (cm.)
4 380	0,0004	5 812	0,060
4 410	0,0006	5 842	0,058
4 440	0,0012	5 872	0,0575
4 465	0,0009	5 903	0,0585
4 495	0,0014	5 934	0,0605
4 520	0,0015	5 968	0,0645
4 550	0,0026	6 010	0,068
4 585	0,0040	6 036	0,0675
4 620	0,0038	6 075	0,065
4 660	0,0033	6 108	0,062
4 696	0,0036	6 143	0,057
4 733	0,0051	6 180	0,053
4 770	0,0080	6 220	0,050
4 808	0,0098	6 256	0,048
4 847	0,0090	6 293	0,045
4 888	0,0092	6 335	0,0425
4 928	0,0107	6 376	0,0395
4 969	0,0123	6 418	0,037
5 012	0,018	6 458	0,034
5 056	0,021	6 500	0,031
5 102	0,020	6 544	0,029
5 148	0,021	6 591	0,0285
5 196	0,024	6 634	0,0255
5 245	0,030	6 681	0,023
5 296	0,0345	6 727	0,0205
5 349	0,0375	6 777	0,0185
5 405	0,0385	6 828	0,017
5 461	0,0425	6 876	0,0155
5 487	0,044	6 925	0,013
5 512	0,0455	6 981	0,0115
5 538	0,047	7 036	0,0105
5 564	0,049	7 089	0,008
5 590	0,051	7 146	0,007
5 617	0,054	7 207	0,006
5 643	0,0565	7 264	0,004
5 670	0,0585	7 328	0,0035
5 698	0,0605	7 392	0,003
5 733	0,062	7 453	0,004
5 754	0,0625	7 516	0,003
5 783	0,0615	7 585	0,002

Signalons toutefois dès maintenant que l'on trouve deux bandes dans cette région, à 6600 et 7460 Å. En comparant avec les résultats de Colange, nous constatons :

1° Que nos valeurs sont, dans leur ensemble, nettement

supérieures ; c'est ainsi qu'après avoir utilisé dans l'ultra-violet les coefficients de Ny et Chong, si l'on utilisait pour le visible ceux de Colange, on introduirait une erreur d'environ 25 o/o.

2° Dans le détail de la courbe, on peut noter certaines différences : de faibles bandes indiquées par Colange (5 150, 4 920, 4 740 Å) ont disparu ; d'autres plus importantes (6 260, 5 450, 5 320, 4 550 Å) se réduisent à de simples épaulements de la courbe. Des mesures très serrées dans ces régions n'ont pas permis de retrouver la forme de courbe donnée (fig. 1), bien que l'enregistrement microphotométrique accuse de nombreuses dentelures dans cette région ; ces dentelures ne sont dues qu'à la superposition des irrégularités dans la courbe de sensibilité spectrale des émulsions et dans la courbe d'absorption ainsi que dans l'allure de la répartition spectrale énergétique de la source.

Si maintenant nous comparons avec les résultats de Chappuis (11), nous voyons que nous avons retrouvé les bandes nos 2, 3, 4 (réduite à un épaulement), 5, 6, 8, 10 et 11 ; la bande n° 1 est à peine indiquée. Les bandes 7 et 9 que Chappuis signalait comme très faibles, n'ont pas apparu, sans doute parce que l'épaisseur d'ozone était trop petite ; Chappuis, qui opérait avec un tube de 4 m. 50 devait avoir, pour faire apparaître ces bandes, une épaisseur environ trois fois plus grande que les nôtres.

3° Grâce à la dispersion relativement grande du spectrographe employé, les longueurs d'onde des maxima et des minima d'absorption ont pu être précisées ; on voit notamment que la longueur d'onde du maximum est portée de 6 050 à 6 010 Å.

5. Utilisation de ces mesures. — Le principal intérêt de ces mesures est d'avoir fourni des coefficients homogènes dans l'ultra-violet et le visible. Nous allons voir quelques exemples de leur utilisation à l'étude de l'absorption atmosphérique.

La méthode classique de Bouguer-Langley permet d'obtenir la densité optique de l'atmosphère (pour la masse d'air 1). A partir de cette donnée, on peut, suivant la méthode indiquée par Fabry et Buisson (8), déterminer l'épaisseur réduite de l'ozone atmosphérique en utilisant les bandes de Huggins. La méthode et les données expérimentales indiquées par E. Vassy (12) permettent en outre de connaître la température moyenne. Il est ensuite facile, ainsi que nous l'avons déjà indiqué (13), de calculer l'absorption due à l'ozone dans le visible.

Un procédé analogue a été mis en usage par Arnulf, Déjardin et Falgon (14) qui avaient déterminé l'absorption atmosphérique au Mont-Blanc entre 6 500 et 3 100 Å. Utilisant alors la mesure de l'absorption dans les bandes de Chappuis, ils obtiennent une épaisseur d'ozone de 0 cm. 296 avec nos coefficients corrigés de l'effet de température, valeur à peu près identique à celle fournie par les mesures dans les bandes de Huggins, soit 0 cm. 290.

De même, Tien Kiu (15), dépouillant une série de mesures du coefficient d'absorption de l'atmosphère obtenue de 1920 à 1930 à Montezuma (Chili), a calculé l'épaisseur d'ozone d'après l'absorption dans les bandes de Chappuis ; les résultats sont en excellent accord avec des mesures directes faites par la méthode de Dobson.

Enfin, ayant déterminé en 1937 à la Station météorologique régionale d'Ifrane (Maroc) la densité optique de l'atmosphère (13) en utilisant comme source Véga et Sirius, nous avons calculé l'absorption due à l'ozone dans le visible. Nous avons pu ensuite retrancher cette absorption de l'absorption totale et mettre en évidence dans l'absorption résiduelle la présence et l'importance de bandes d'absorption dues à la vapeur d'eau ; dans ce dernier cas, l'extension des mesures dans le rouge s'est montrée particulièrement utile. Remarquons que la vapeur d'eau, étant localisée près du sol pour sa plus grande partie, ne s'était pas manifestée chez les

auteurs précédents utilisant des déterminations faites à des altitudes plus élevées : Mont-Blanc (Tête-Rousse) 3 167 m., Montezuma 2 711 m.

II. — BANDE DE HARTLEY

1. Mesures antérieures. — Nous allons passer maintenant à une autre région spectrale, 2 000-2 200 Å, qui, bien qu'à peine étudiée, présente de l'intérêt au double point de vue de la réapparition du spectre solaire d'une part, et des phénomènes d'ionisation dans la haute atmosphère d'autre part.

Des mesures dans cette région ont été faites d'abord par Edgar Meyer (16) en 1903 ; mais il faut remarquer qu'elles portent seulement sur quelques longueurs d'onde (une mesure tous les 100 Å) et qu'elles sont sujettes à révision étant donné que l'ensemble de la courbe donnée par cet auteur (voir fig. 2) présente un écart considérable avec toutes les autres déterminations (en particulier dans les bandes de Huggins) ; par exemple, la valeur du coefficient pour 2 700 Å est 1,5 fois celle indiquée par Fabry et Buisson et pour 3 000 Å elle est 7,5 fois plus grande que la valeur trouvée par tous les autres expérimentateurs.

Par la suite, Ny Tsi-Zé et Choong Shin-Piaw (7) ont effectué des mesures dans l'ultra-violet, mais la plus courte longueur d'onde atteinte est 2 135 Å.

De plus, il était nécessaire, pour calculer l'absorption due à l'ozone atmosphérique vers 2 000 Å à partir de mesures d'épaisseur faites dans les bandes de Huggins, d'avoir des coefficients concordants pour ces deux régions.

2. Etude expérimentale. — Nous avons d'abord essayé d'utiliser le tube en croix décrit au paragraphe précédent. Dans ce cas, le grand axe était traversé par un faisceau de lumière issue d'un tube à hydrogène et rendu parallèle par un achromat quartz-fluorine ; un achromat identique proje-

taît la lumière sur un spectrographe Hilger E3 à optique de quartz ; la mesure de l'épaisseur d'ozone pour cette direction était faite dans les bandes de Huggins sur plaques Ilford Zenith Supersensitive. Le petit axe était traversé par la lumière provenant d'un autre tube à hydrogène à fenêtre de fluorine et rendue parallèle, pour la région spectrale utile, par une lentille en quartz de 20 cm. de distance focale ; une lentille identique projetait la lumière sur la fente d'un petit spectrographe Hilger E31 à optique de quartz. Le choix de lentilles simples en quartz a été dicté par le souci d'obtenir sur la fente du spectrographe une focalisation rigoureuse des courtes longueurs d'onde au détriment des plus grandes, afin de diminuer autant que possible l'importance de la lumière diffusée de grande longueur d'onde et aussi d'obtenir un spectre de même noircissement dans une région spectrale aussi étendue que possible ; nous aurons d'ailleurs à revenir là-dessus.

Le petit spectrographe utilisé était particulièrement commode à cause de la faible épaisseur de quartz traversée ; l'absorption due au spectrographe n'était en effet que 35 o/o environ pour 2 030 Å. Sa dispersion, bien que faible, est néanmoins suffisante : 13 Å au millimètre vers 2 000 Å.

À l'encontre de l'ultra-violet proche ou moyen, il y a lieu de tenir compte également de l'absorption par l'air en raccourcissant le plus possible le parcours extérieur au tube. De plus les plaques photographiques ordinaires ne permettent pas de dépasser 2 300 Å à cause de l'absorption par la gélatine ; l'emploi de plaques sensibilisées au salicylate ou à l'huile, dont diverses études de photométrie photographique nous avaient amené à faire usage, présente, entre autres inconvénients, celui de donner des spectres manquant de netteté par suite de la diffusion de la lumière émise par fluorescence. Depuis 1936, nous avons adopté des plaques photographiques préparées spécialement pour la spectrographie de masse (Ilford Q) et dans lesquelles les grains de

gélantino-bromure d'argent sont amenés en surface, ce qui diminue l'influence de l'absorption par la gélatine ⁽¹⁾. Par contre, ces plaques ont un contraste plus faible que les plaques sensibilisées.

L'absorption de l'ozone vers 2 000 Å étant environ 10 fois plus grande que dans les bandes de Chappuis, il n'était plus nécessaire d'avoir des concentrations aussi élevées ; j'ai donc été amenée à faire de nouvelles vérifications. On remplissait le tube d'un mélange d'oxygène et d'ozone à quelques o/o d'ozone, et on prenait des spectres alternativement avec chaque spectrographe ; comme précédemment, les gradations étaient faites au préalable avec les grilles étalonnées, le tube étant plein d'oxygène. Dans le cas présent, l'absorption due à l'oxygène peut être considérée comme identique lorsque le tube est plein d'oxygène pur ou d'oxygène ozonisé, la teneur en ozone n'ayant jamais atteint 8 o/o. L'étude de ces plaques nous a permis de mettre en évidence les erreurs que pouvaient introduire soit la diffusion et la décomposition photochimique, soit les réflexions sur les parois intérieures du tube. On a constaté en effet, après mesure de ces spectres, une variation irrégulière de l'épaisseur d'ozone avec le temps, ainsi qu'une variation du rapport des épaisseurs d'ozone dans les deux directions d'observation. Nous n'avons pas cherché à préciser si ce fait était dû à une diffusion plus difficile de l'ozone à ces faibles concentrations, ou à une action photochimique (en effet pour obtenir un bon spectre vers 2 000 Å, il est nécessaire d'utiliser une intensité lumineuse notablement plus grande que pour faire des mesures vers 3 000 Å). On a constaté de plus que le rapport des épaisseurs d'ozone suivant le grand axe et le petit axe était toujours, quoique variable, nettement supérieur au rapport

(1) Je remercie ici M. Olaf Bloch, directeur du Laboratoire de recherches des usines Ilford, de m'en avoir procuré avant qu'elles ne soient sur le marché.

géométrique des longueurs des deux axes ; nous avons expliqué ce fait par des réflexions à l'intérieur des parois du grand tube ; il est à remarquer à ce propos que le tube à hydrogène ne permet pas d'obtenir un faisceau rigoureusement parallèle du fait de la longueur du capillaire ; ce phénomène n'était pas à redouter dans le cas de la lampe à incandescence.

L'emploi de diaphragmes plus petits aurait sans doute permis de supprimer cet effet ; mais il a paru difficile de rendre négligeable l'influence de la diffusion ou de l'action photochimique, et nous avons jugé préférable de procéder différemment.

Utilisant le fait que l'on retrouve de l'autre côté de la bande de Hartley des coefficients d'absorption du même ordre de grandeur, nous avons mesuré l'épaisseur d'ozone traversée au moyen du spectre même servant à la mesure du coefficient vers $2000 \text{ \AA}$: on mesure la densité optique de ce spectre dans la région de plus grande longueur d'onde où il réapparaît, qui se trouve heureusement aux environs de $3000\text{--}3200 \text{ \AA}$, soit précisément dans les bandes de Huggins. On s'affranchit ainsi des défauts d'homogénéité du mélange, ainsi que des variations dans le temps.

C'est ici que l'on voit l'intérêt de la défocalisation dont il a été question plus haut, car, sans cet artifice, le noircissement du spectre dans les bandes de Huggins serait considérablement plus grand que vers $2000 \text{ \AA}$, et il ne serait pas possible de faire des mesures photométriques correctes dans les deux régions spectrales en même temps. On pourrait penser que cette défocalisation du faisceau introduit, du fait de l'inclinaison des rayons non centraux, une erreur sur la mesure de l'épaisseur ; un calcul facile montre que cette erreur, n'atteignant pas 0,5 o/o, est négligeable.

Le dispositif expérimental s'est donc réduit à un tube à hydrogène à fenêtre de fluorine, un tube d'absorption de 10 cm. de longueur, un spectrographe Hilger E 31 et deux lentilles de quartz. Le repérage des longueurs d'onde se fai-

sait soit à partir d'un spectre du mercure superposé au spectre à étudier, soit à partir des têtes de bandes de l'oxygène (système de Schumann-Runge) que l'on voit apparaître en particulier à 1947 et 1924 Å et dont les positions ont été bien étudiées (17).

3. Résultats. — Les mesures ont porté sur diverses épaisseurs d'ozone comprises entre 0 cm. 35 et 0 cm. 72. Les résultats sont contenus dans le tableau II et reportés sur la courbe I

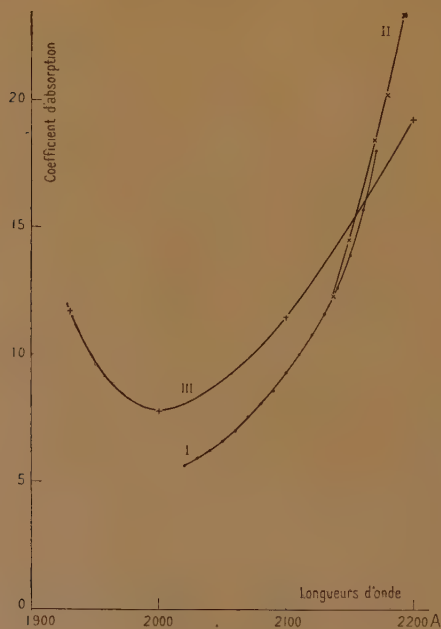


Fig. 5.

de la figure 5. La courbe II représente les coefficients mesurés par Ny Tsi-Zé et Choong Shin-Piaw, la courbe III ceux de Meyer.

TABLEAU II

Longueur d'onde	Coefficient d'absorption (cm.)	Longueur d'onde	Coefficient d'absorption (cm.)
2 020	5,65	2 100	9,3
2 030	5,95	2 110	10,0
2 040	6,25	2 120	10,8
2 050	6,6	2 130	11,6
2 060	7,0	2 140	12,6
2 070	7,6	2 150	13,9
2 080	8,1	2 160	15,7
2 090	8,6	2 170	18,0

La précision de ces mesures est moins bonne que dans les autres régions spectrales à cause de la difficulté des mesures dans l'ultra-violet lointain; on peut néanmoins compter sur une erreur ne dépassant pas 3 o/o.

Nous avons ainsi prolongé les mesures de Ny Tsi-Zé et Choong Shin-Piaw vers les courtes longueurs d'onde; dans la partie commune à leurs mesures et aux nôtres, l'accord est satisfaisant, les différences étant du même ordre que l'erreur probable. Nous verrons dans la troisième partie de ce mémoire l'utilisation de ces coefficients.

CHAPITRE II

Coefficients d'absorption de l'air.

I. — MESURES ANTÉRIEURES

On définit, ainsi que nous l'avons fait pour l'ozone au chapitre premier, un coefficient d'absorption α de l'air pris dans les conditions normales de température et de pression à partir de la relation :

$$I = I_0^{10^{-\alpha l}}.$$

Toutefois, l'unité de longueur adoptée dans le cas présent est le kilomètre, à l'exemple de la plupart des auteurs qui nous ont précédés dans cette voie.

Il s'agira bien entendu de coefficients d'absorption mesurés au niveau du sol, sur des parcours sensiblement horizontaux, à partir de sources terrestres, l'atmosphère ne permettant pas le passage de la lumière provenant de sources extra-terrestres pour les longueurs d'onde plus courtes que 2950 Å.

Parmi les premières mesures de coefficients d'absorption de l'air dans l'ultra-violet, citons celles de Schaeffer (18) qui s'arrêtent à 2600 Å, et celles de Dawson, Granath et Hulburt (19) qui vont jusqu'à 2050 Å, puis celles de Götz et Maier-Leibnitz (20); toutes ces mesures ont été faites en utilisant des sources donnant un spectre de raies (arc au mercure, étincelle entre électrodes métalliques). Enfin Buisson, Jausseran et Rouard (21) ont poussé leurs déterminations jusqu'à 1990 Å; ces dernières mesures, effectuées dans d'ex-

cellentes conditions atmosphériques, ont également été faites pour les longueurs d'onde de raies d'émission de l'arc au mercure, et des raies d'étincelle de divers métaux.

Nous avons pensé que l'utilisation d'une source donnant un spectre continu, en permettant d'obtenir une courbe détaillée du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde, faciliterait l'analyse des divers facteurs constituant l'absorption atmosphérique. Ajoutons que ces mesures prolongent celles que nous avons faites au Maroc (13) et auxquelles, pour abrégier le texte, nous ferons fréquemment appel.

II. — MESURES EN VALEUR ABSOLUE

Tant que le coefficient d'absorption est suffisamment grand pour pouvoir être mesuré sur des parcours réalisables dans un laboratoire, la méthode expérimentale reste dans son ensemble la même que celle que nous avons décrite au chapitre précédent. L'appareillage comprend une source lumineuse (tube à hydrogène), un spectrographe (Hilger E 31), deux lentilles et un tube d'absorption dans lequel on peut faire le vide ; on gradue la plaque après avoir fait le vide dans le tube, puis on laisse entrer l'air, et on prend un ou plusieurs spectres qui donnent la densité optique de l'air contenu dans le tube et par suite son coefficient d'absorption.

Une première série de mesures a été faite avec un tube de 3 m. 11 ; à chaque extrémité, une lentille en quartz de 30 cm. de distance focale, soudée à la picéine, fermait le tube. Ce tube portait deux tubulures fermées par un robinet : par l'une d'elles on pouvait faire le vide, par l'autre on laissait entrer l'air.

Les premiers spectres d'absorption pris avec ce montage en différents jours ne conduisirent pas à des résultats reproductibles ; en continuant les mesures pour rechercher les causes d'erreur, nous avons pu voir apparaître dans certains

cas, entre 2 000 et 2 400 Å, des bandes d'absorption dont l'intensité, la position et l'aspect variaient d'un cliché à l'autre. La figure 6 reproduit quelques enregistrements de ces spectres. Nous n'avons pas, pour l'instant, identifié ces bandes, et nous avons attribué leur présence à des impuretés, provenant peut-être des laboratoires voisins, puisque nous ne les observions pas de façon permanente; signalons que ces impuretés étaient sans doute à l'état de traces, et que

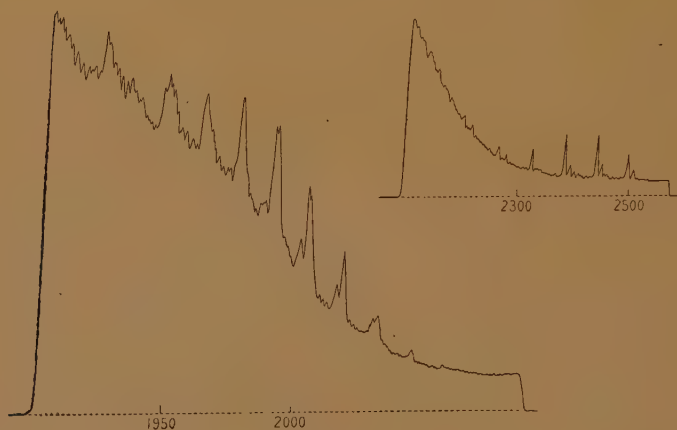


Fig. 6.

l'absorption dans cette région spectrale est susceptible de constituer un moyen sensible de les déceler. Remarquons enfin que la présence de cette absorption perturbatrice aurait pu passer inaperçue en opérant sur les longueurs d'onde isolées d'un spectre de raies.

Dans les expériences suivantes, l'air était admis dans le tube après avoir traversé un serpentin plongé soit dans l'oxygène liquide, soit dans la carboglace (dans le premier cas, le passage était suffisamment rapide pour ne pas avoir de condensation partielle de l'oxygène); dès qu'on eut employé ce procédé, les résultats ont été parfaitement repro-

ductibles, ce qui a permis de s'assurer que l'oxygène, fortement absorbant dans la région étudiée, n'était pas retenu dans le serpentín. Il faut toutefois noter qu'on élimine ainsi la vapeur d'eau, les oxydes d'azote (sauf l'oxyde azotique NO), et l'ammoniac.

Pour prolonger ces mesures vers les grandes longueurs d'onde, j'ai employé un tube de 40 m. installé sur la terrasse de l'Observatoire aérologique Teisserenc de Bort à Trappes (Seine-et-Oise) ⁽¹⁾. Le tube était constitué par 15 tronçons de tube d'acier, raccordés entre eux par des joints étanches, et ayant 5 cm. de diamètre; les deux extrémités étaient fermées

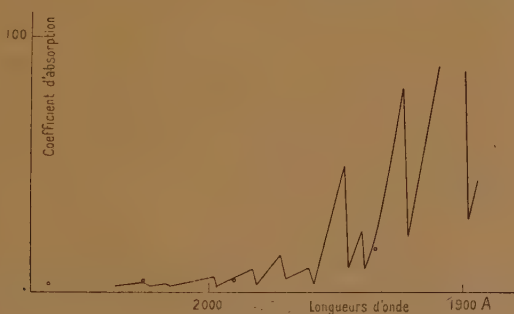


Fig. 7.

par des glaces de quartz; une pompe reliée à ce tube permettait d'y faire le vide, et un manomètre à l'autre bout du tube indiquait le degré de vide atteint.

Les spectres obtenus montrent les bandes de l'oxygène du système de Schumann-Runge, dont les raies se détachent avec netteté sur le fond continu; nous avons fait, pour chacune de ces bandes, deux mesures, une pour l'arête de la bande, une autre vers la fin de la bande où les raies sont assez espacées pour laisser atteindre le fond continu auquel

⁽¹⁾ Je remercie M. Esclangon, membre de l'Institut, directeur de l'Observatoire de Paris, qui a bien voulu mettre ces tubes à ma disposition.

elles sont superposées; ces bandes sont représentées sur la figure 7, nous aurons l'occasion d'y revenir un peu plus loin. Les coefficients d'absorption sont rassemblés dans le tableau suivant :

TABLEAU III

λ	α	λ	α
2 037	2,7	1 961	9,5
2 026	3,5	1 959	3,0
2 023	2,8	1 947	50
2 017	3,0	1 946	9,5
2 015	2,7	1 940	24
1 998	6,0	1 939	9,5
1 997	2,5	1 924	80
1 983	9,0	1 922	22
1 981	3,0	1 902	—
1 972	14	1 898	29
1 970	5,0		

III. — MESURES RELATIVES

A mesure que le coefficient d'absorption diminue, on est conduit, afin de conserver la même précision, à opérer sur des parcours absorbants de plus en plus longs. C'est ainsi qu'au cours d'un séjour au Maroc où nous avons mesuré l'absorption de l'atmosphère dans le visible, nous avons été amenés à utiliser des distances comprises entre 10 et 25 km. Il n'est pas possible de décrire à nouveau la méthode employée; on pourra se reporter au mémoire déjà cité (13, p. 76). Rappelons simplement que ces mesures donnaient le coefficient d'absorption en valeur absolue jusqu'à 3 900 Å.

Dans la région spectrale qui nous intéresse, la seule source de spectre continu dont on dispose, le tube à hydrogène, a une intensité lumineuse assez faible; il est nécessaire de concentrer la lumière au moyen d'une lentille et l'on doit donc se borner à des mesures différentielles, c'est-à-dire à la

mesure de la différence de coefficient d'absorption entre deux longueurs d'onde.

La technique expérimentale utilisée était la suivante. En un point fixe, l'Observatoire météorologique du Mont-Ventoux (altitude 1912 m., latitude $44^{\circ}10'$ N, longitude $5^{\circ}17'$ E Greenwich) était placée la source, tube à hydrogène, rigidement liée à une lentille achromatique de 60 cm. de distance focale, dont le foyer se trouve à l'entrée du capillaire. Une lunette munie d'un réticule était également liée au tube à hydrogène, son axe étant rigoureusement parallèle à celui de l'ensemble lentille-capillaire.

A une certaine distance se trouvait le spectrographe à prisme-objectif et lentille inclinée (23) déjà utilisé lors de nos mesures au Maroc. Pour prendre un spectre, une lampe électrique de poche allumée était mise sur l'emplacement du spectrographe; l'observateur placé à la source dirigeait alors la lunette liée au tube à hydrogène sur ce point lumineux de façon à faire coïncider son image avec la croisée des fils du réticule; à ce moment la source était réglée en direction, elle donnait un champ lumineux couvrant un cercle de 10 m. de diamètre à 500 m. de distance, donc suffisamment large pour qu'un faible écart en direction ne puisse introduire d'erreur. L'observateur placé au spectrographe, se trouvant au centre de ce champ, n'avait qu'à diriger la lunette liée au spectrographe vers la source lumineuse en amenant également son image à la croisée des fils du réticule. Le spectrographe et le tube, étaient alors orientés rigoureusement dans l'axe du faisceau. Les facteurs géométriques dont dépendait le flux lumineux reçu par le spectrographe étaient ainsi parfaitement connus et reproductibles, et de plus, grâce à la lentille achromatique, indépendants de la longueur d'onde.

Quatre stations, échelonnées sur les flancs du Mont-Ventoux le long de la route allant du village de Bédoin à l'Observatoire, ont été utilisées comme emplacements du spectrographe; la disposition du terrain ne permettait pas de les

choisir rigoureusement en ligne droite; on s'est arrangé pour que leurs directions fassent entre elles des angles très petits; les altitudes étaient connues grâce aux indications d'altitude inscrites le long de la route par l'Administration des Ponts et Chaussées, leur distance en projection horizontale mesurée sur la carte d'Etat-Major au 1/20 000^e. A titre de vérification, nous avons également fait des mesures au théodolite.

A partir de ces données, un calcul simple permet d'obtenir

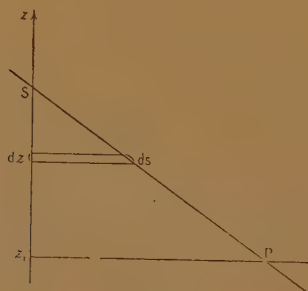


Fig. 8.

l'épaisseur réduite d'air interposée dans chaque cas entre la source et le spectrographe.

Soient z_0 l'altitude en mètres, h_0 la pression barométrique en millimètres de mercure pour la source S (voir fig. 8); soient z_1 l'altitude, h_1 la pression (non connue) en une station P; la pression en un point quelconque d'altitude z est donnée par la loi de Laplace (forme simplifiée) :

$$h = h_0 e^{\frac{z_0 - z}{7990}} ;$$

considérons une tranche d'épaisseur dz à l'altitude z qui intercepte sur SP la longueur ds ; on a :

$$\frac{ds}{dz} = \frac{SP}{z_0 - z_1}$$

ou en appelant D la longueur de SP calculée à partir des coordonnées géographiques de S et P :

$$ds = \frac{D}{z_0 - z_1} dz;$$

l'épaisseur réduite d'air correspondante est donc :

$$\frac{hds}{760} = \frac{D}{z_0 - z_1} \frac{h_0}{760} e^{\frac{z_0 - z}{7990}} dz;$$

on aura l'épaisseur réduite d'air correspondant au trajet SP en intégrant entre z_1 et z_0 , soit :

$$\begin{aligned} l &= \frac{D}{z_0 - z_1} \frac{h_0}{760} \int_{z_1}^{z_0} e^{\frac{z_0 - z}{7990}} dz \\ &= - \frac{D}{z_0 - z_1} \frac{h_0 \times 7990}{760} \left[e^{\frac{z_0 - z}{7990}} \right]_{z_1}^{z_0} \end{aligned}$$

comme $h_0 = 608$ mm., on a :

$$l = 6390 \frac{D}{z_0 - z_1} (e^{\frac{z_0 - z_1}{7990}} - 1).$$

Nous n'avons pas fait de correction de température, la température au cours des expériences s'étant maintenue entre $+1$ et -2° C.

Les distances de l'Observatoire aux quatre stations utilisées étaient 545 m., 836 m., 2300 m. et 3700 m., qui donnent respectivement les distances réduites suivantes : 446 m., 684 m., 1890 m. et 3080 m.

Les mesures ont été faites au cours de deux nuits choisies pour leur transparence exceptionnelle, celle du 3 au 4 octobre et celle du 6 au 7 octobre 1938; les résultats obtenus pour les deux nuits étant identiques, nous avons pris la moyenne de toutes les observations, afin de diminuer les erreurs accidentelles.

Les opérations se déroulaient de la façon suivante : le spectrographe étant d'abord placé en une station proche et

mis en position correcte, on prenait une série de spectres, tous avec le même temps de pose, mais à chacun correspondait un diaphragme différent placé devant la lentille de projection. Le spectrographe était transporté rapidement en une station plus éloignée, mis en place, et on prenait sur la même plaque une nouvelle série de spectres avec le même temps de pose que précédemment, mais avec des diaphragmes de plus grande surface de façon à compenser la perte de lumière due à l'étalement du faisceau et à l'absorption. Remarquons que la facilité d'orientation du spectrographe et de la source permettait, grâce aux réglages rapides, d'éviter les variations de transparence entre les deux séries de pose.

Pour étudier les plaques ainsi obtenues, la première série de spectres servait à construire la courbe de gradation ; nous avons indiqué ailleurs (13) les limites d'application de cette méthode ; dans le cas présent, les diamètres des diaphragmes étaient suffisamment petits pour rester à l'abri de toute correction. La deuxième série de spectres servait à la détermination du rapport $\frac{I_1}{I_2}$ (ou plus exactement de son logarithme) des flux reçus aux deux stations utilisées ; ce rapport nous donne le coefficient d'absorption en valeur relative : en effet, si nous appelons I_0 le flux que recevrait le spectrographe s'il était derrière la lentille de projection, on a pour une longueur d'onde donnée :

$$\frac{I_0}{I_1} = k_1 \cdot 10^{-\alpha a}$$

α étant le coefficient d'absorption de l'air au voisinage du sol, a la distance en kilomètres entre la source et la première station, et k_1 un coefficient inconnu, qui dépend en grande partie de la focalisation plus ou moins rigoureuse de la source mais qui est indépendant de la longueur d'onde puisqu'on emploie une lentille achromatique.

On a de même :

$$\frac{I_0}{I_2} = k_2 \cdot 10^{-\alpha b}$$

b étant la distance en kilomètres entre la source et la station la plus éloignée.

On obtient finalement :

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{k_2}{k_1} 10^{-\alpha(b-a)}.$$

En réalité, nous déterminons :

$$\log \frac{I_1}{I_2} = -\alpha(b-a) + \log \frac{k_2}{k_1}.$$

Pour une autre longueur d'onde, nous aurons :

$$\log \frac{I'_1}{I'_2} = -\alpha'(b-a) + \log \frac{k'_2}{k'_1};$$

la distance $b-a$ des deux stations étant connue, on obtient par différence $\alpha - \alpha'$ dont les valeurs sont contenues dans le tableau IV. Nous avons choisi pour longueur d'onde de base la longueur d'onde $4\,260 \text{ \AA}$, et nous avons adopté pour le coefficient d'absorption $\alpha' 0,0278$, valeur obtenue la nuit du 11 septembre 1937 à Ifrane (Maroc), nuit qui avait été ainsi que nous l'avons montré (13) la plus pure de notre série de mesures.

A partir de cette donnée, nous avons calculé les valeurs du coefficient d'absorption pour les autres longueurs d'onde ; elles sont représentées par la courbe I du graphique de la figure 9, qui résume notre série de mesures du coefficient d'absorption de l'air au voisinage du sol entre $4\,000$ et $2\,000 \text{ \AA}$. Cette courbe se prolonge vers les courtes longueurs d'onde par les mesures absolues décrites un peu plus haut (tableau III). On peut remarquer que les deux séries de mesures se raccordent très bien. Le coefficient passant de $0,030$ à 3 entre $4\,500$ et $2\,000 \text{ \AA}$, on a dû changer d'échelle deux fois dans ce graphique, en adoptant à chaque fois une échelle 10 fois plus petite. La partie de courbe comprise entre $4\,480$ et $4\,260 \text{ \AA}$ correspond aux mesures d'Ifrane.

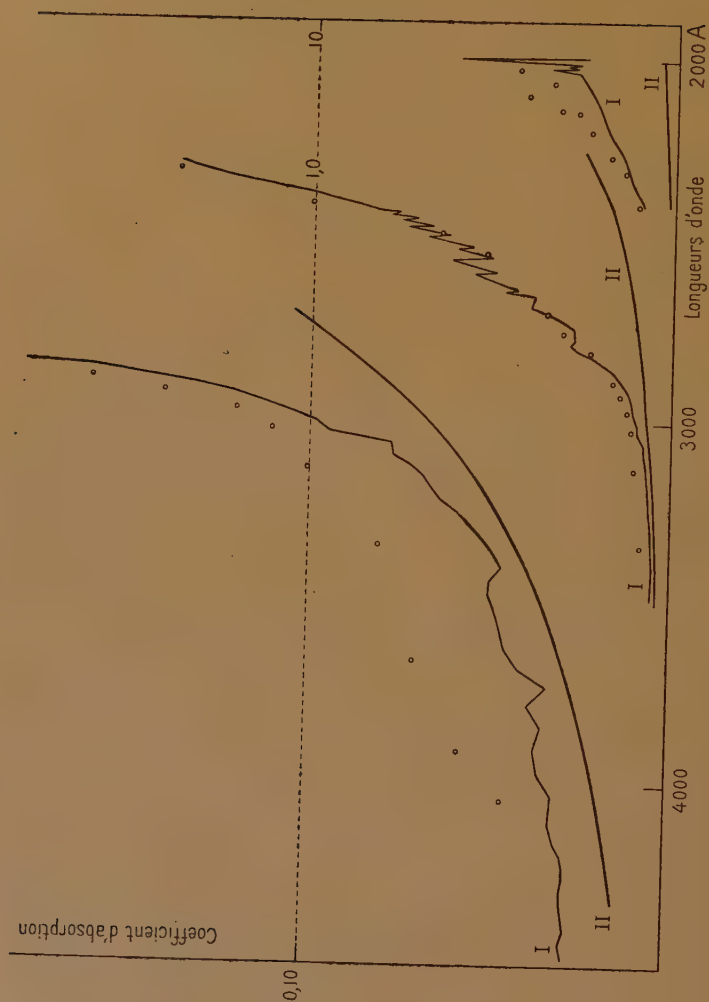


Fig. 9.

TABLEAU IV

λ	$\alpha - \alpha'$	λ	$\alpha - \alpha'$
4 260	0	2 775	0,238
4 180	0,0016	2 762	0,242
4 110	0,0037	2 740	0,247
4 035	0,0032	2 720	0,278
3 970	0,0070	2 700	0,316
3 905	0,0079	2 684	0,362
3 845	0,0060	2 668	0,362
3 784	0,0075	2 652	0,357
3 732	0,00575	2 638	0,430
3 680	0,0134	2 634	0,400
3 628	0,0170	2 593	0,525
3 575	0,0187	2 590	0,465
3 532	0,0169	2 553	0,585
3 486	0,0214	2 548	0,470
3 440	0,0216	2 519	0,570
3 400	0,0185	2 515	0,525
3 360	0,0200	2 488	0,65
3 322	0,0234	2 486	0,59
3 285	0,0277	2 462	0,715
3 248	0,0308	2 459	0,64
3 215	0,0348	2 442	0,72
3 180	0,0380	2 440	0,68
3 148	0,0403	2 428	0,75
3 120	0,0438	2 426	0,73
3 090	0,0488	2 422	0,78
3 060	0,0493	2 413	0,815
3 030	0,0664	2 400	0,825
3 005	0,0693	2 392	0,930
2 980	0,0761	2 380	0,895
2 955	0,0832	2 369	0,955
2 922	0,0929	2 359	0,985
2 902	0,1035	2 348	1,085
2 880	0,1190	2 338	1,155
2 858	0,132	2 327	1,225
2 838	0,168	2 316	1,245
2 818	0,194	2 306	1,300
2 804	0,232	2 296	1,335
2 798	0,221	2 287	1,315
2 784	0,254	2 277	1,335

La courbe II représente l'absorption due à la diffusion moléculaire seule, calculée pour 1 km. par la formule de Rayleigh-Cabannes :

$$k = \frac{10^5 m 8 \pi^2 (\mu_0^2 - 1)^2 (6 + 3\rho)}{3 n \lambda^4 (6 - 3\rho)}$$

où $m = 0,4343 (\log e)$;

λ = longueur d'onde de la radiation en centimètres ;

μ = indice de réfraction ;

n = nombre de molécules contenues dans 1 cm³ de gaz dans les conditions normales ;

ρ = facteur de dépolarisation de la lumière diffusée à 90° du faisceau incident ;

les valeurs ainsi calculées sont contenues dans le tableau V.

Nous avons indiqué également sur la figure les points expérimentaux de Buisson, Jausseran et Rouard ; on voit que l'accord est satisfaisant ; le léger écart des deux séries de mesures est vraisemblablement dû à une brume un peu plus absorbante dans le dernier cas, les mesures ayant été faites à plus basse altitude (600 m.).

TABLEAU V

λ	k	λ	k
4 305	0,0145	3 400	0,0392
4 200	0,0162	3 390	0,0396
4 137	0,0173	3 372	0,0406
4 050	0,0188	3 360	0,0412
3 992	0,0200	3 338	0,0423
3 942	0,0211	3 327	0,0429
3 925	0,0214	3 300	0,0444
3 865	0,0229	3 268	0,0463
3 815	0,0241	3 248	0,0476
3 785	0,0250	3 240	0,0480
3 762	0,0257	3 226	0,0489
3 745	0,0261	3 215	0,0496
3 728	0,0267	3 200	0,0505
3 710	0,0271	3 190	0,0513
3 684	0,0280	3 175	0,0523
3 660	0,0288	3 168	0,0528
3 636	0,0295	3 150	0,0541
3 612	0,0304	3 130	0,0555
3 587	0,0312	3 100	0,0579
3 562	0,0322	3 000	0,0666
3 537	0,0332	2 900	0,0768
3 511	0,0342	2 800	0,0902
3 486	0,0352	2 700	0,1044
3 460	0,0364	2 618	0,1199
3 439	0,0373	2 406	0,1761
3 420	0,0382	2 000	0,4225

IV. — INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS

1. **Absorption neutre.** — Nous avons montré (13) que l'on pouvait distinguer dans l'absorption atmosphérique plusieurs causes d'absorption dont nous avons pu observer les effets individuellement : 1° l'absorption propre des gaz constituant l'atmosphère ; 2° l'absorption par diffusion moléculaire ; 3° l'absorption par les aérosols.

L'étude des résultats de la nuit du 11 septembre qui nous a servi de base avait montré l'existence d'une absorption neutre (brume et poussières, appartenant à la troisième espèce) dont la valeur était 0,007. La méthode expérimentale utilisée pour nos mesures ultra-violettes éliminant nécessairement toute absorption neutre puisque nous ne faisons que des mesures différentielles, nous devons retrouver une absorption neutre de valeur 0,007. Nous avons donc retranché de l'absorption totale l'absorption due à la diffusion moléculaire, contenue dans le tableau V, et l'absorption neutre ; nous avons obtenu les résultats contenus dans le Tableau VI.

Signalons comme première remarque intéressante la présence de deux courts intervalles de longueur d'onde où l'on n'aperçoit aucune absorption résiduelle : 3 700-3 750 Å et 3 325-3 400 Å ; ces deux « fenêtres », situées juste avant l'absorption par l'ozone présentent de l'intérêt pour toutes les études où l'atmosphère joue un rôle ; elles doivent être prises en considération pour améliorer la technique des mesures relatives à l'ozone atmosphérique ; en effet, en nous reportant au mémoire déjà plusieurs fois cité (13, p. 406, $y = 180.10^9$ et $y = 260.10^9$), nous voyons que ces deux fenêtres se retrouvent dans l'atmosphère totale ; on n'en trouve de semblables que dans la partie infra-rouge du spectre. Dans ces deux intervalles, l'absorption atmosphérique est due uniquement à la diffusion moléculaire, et le cas échéant, à la brume neutre.

TABLEAU VI

λ	k	λ	k
4 260	0,0055	2 700	0,235
3 905	0,0065	2 684	0,275
3 784	0,0055	2 668	0,270
3 730	0	2 652	0,265
3 682	0,006	2 638	0,335
3 575	0,008	2 634	0,305
3 485	0,007	2 593	0,42
3 400	0	2 590	0,36
3 360	0	2 554	0,475
3 322	0,001	2 548	0,36
3 285	0,003	2 519	0,45
3 248	0,004	2 515	0,405
3 215	0,0065	2 488	0,52
3 180	0,007	2 486	0,46
3 148	0,0075	2 462	0,58
3 120	0,0085	2 459	0,505
3 090	0,0105	2 442	0,58
3 060	0,0085	2 440	0,54
3 030	0,0225	2 428	0,60
3 005	0,024	2 426	0,58
2 980	0,029	2 422	0,63
2 955	0,0335	2 413	0,66
2 922	0,0395	2 400	0,665
2 902	0,0475	2 392	0,77
2 880	0,0605	2 380	0,73
2 858	0,0705	2 369	0,79
2 838	0,103	2 359	0,81
2 818	0,127	2 348	0,91
2 798	0,151	2 338	0,975
2 784	0,185	2 327	1,05
2 775	0,165	2 316	1,06
2 762	0,170	2 306	1,11
2 740	0,170	2 296	1,14
2 720	0,195	2 287	1,12
		2 277	1,13

Nous pouvons remarquer ensuite que l'on retrouve deux bandes d'absorption que nous avons déjà signalées (13, p. 411), l'une ayant son maximum à 3 850 Å, l'autre à 3 600 Å.

2. Absorption par l'ozone. — A partir de 3 300 Å commence à se manifester l'absorption par l'ozone dans la bande de Hartley. Pour déterminer l'épaisseur réduite de l'ozone, nous employons la méthode classique, indiquée par Fabry et

Buisson (24), en portant en abscisses les coefficients (ceux de Ny Tsi-Zé et Choong Shin-Piaw), en ordonnées les densités optiques (voir fig. 10).

Toutefois, dans la région où commencent les bandes de Herzberg de l'oxygène ($2\,684\text{ \AA}$), nous n'utiliserons pas les points correspondant aux têtes de bandes : $2\,684$, $2\,638$, $2\,593$, $2\,554$, $2\,519\text{ \AA}$, etc. On voit (fig. 10) que les points se placent bien au voisinage d'une droite, la droite tracée, ceci jusqu'à $2\,590\text{ \AA}$; pour les longueurs d'onde plus courtes, les points

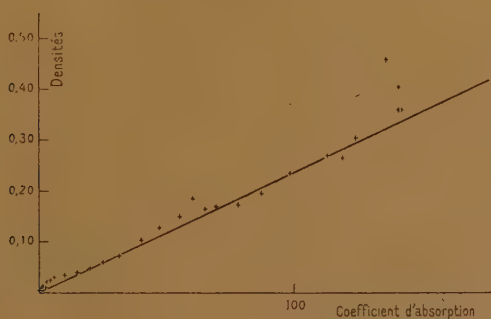


Fig. 10.

figuratifs se placent de plus en plus au-dessus de la droite, manifestant ainsi la présence d'une autre absorption. Remarquons aussi que vers $3\,000\text{ \AA}$ ainsi que vers $2\,800\text{ \AA}$, il semble y avoir une faible absorption supplémentaire ; mais la précision de nos mesures ne permet pas d'affirmer avec certitude la présence de bandes d'absorption, car leur densité est de l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales. L'épaisseur d'ozone trouvée, donnée par la pente de la droite, est $24\text{ microns par kilomètre}$.

Nous avons fait le même travail en utilisant cette fois les coefficients d'absorption de l'ozone déterminés par Fabry et Buisson, et nous avons été conduits aux mêmes conclusions ; l'épaisseur d'ozone trouvée est alors $25\text{ microns par kilomètre}$.

3. Absorption résiduelle. — Nous pouvons maintenant retrancher de l'absorption indiquée au tableau VI l'absorption propre due à l'ozone atmosphérique calculée au moyen des coefficients de Ny et Choong et de l'épaisseur trouvée : 24 μ . Les densités obtenues sont représentées sur la figure 11; dans la suite de ce mémoire, cette absorption sera désignée par le terme « absorption résiduelle ». Dans la figure 11,

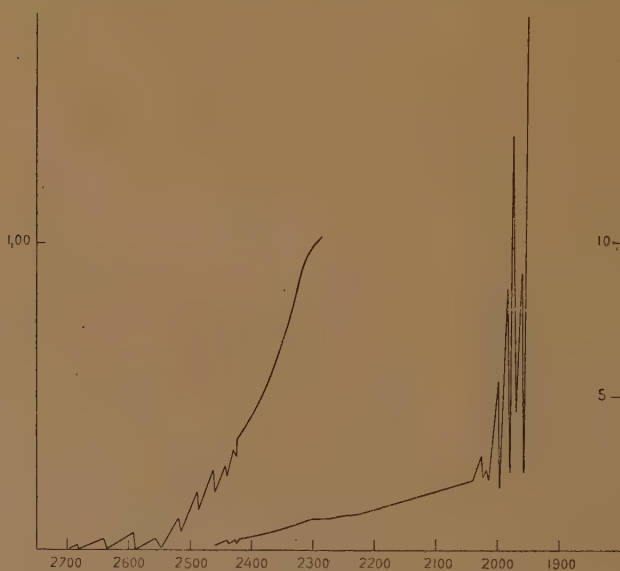


Fig. 11.

nous avons dû utiliser, comme précédemment, deux échelles, celle de droite étant 10 fois plus petite que celle de gauche.

Nous avons fait la même opération en utilisant les coefficients de Fabry et Buisson et l'épaisseur de 25 μ ; l'absorption résiduelle a pratiquement les mêmes valeurs. Ce résultat n'a rien qui puisse surprendre, les coefficients de Fabry et Buisson et ceux de Ny et Choong ayant dans la région utili-

sée, entre 2 700 et 2 400 Å, des valeurs sensiblement proportionnelles ; seule la valeur de l'épaisseur se trouve différente.

En examinant la courbe de la figure 11, nous voyons vers les grandes longueurs d'onde les bandes de Herzberg de l'oxygène qui se dessinaient déjà nettement sur la courbe I de la figure 9. Ces bandes, découvertes par Herzberg au laboratoire (25), ont été retrouvées dans l'atmosphère par Chalonge et Vassy (26), puis par Herman (27) ; on les voit se détacher très nettement sur le fond continu de la source utilisée, et elles ont déjà fait l'objet, du point de vue théorique, d'une étude particulière en collaboration avec Mlle Morguleff (28). Les têtes de bandes se placent aux longueurs d'onde suivantes : 2 684, 2 638, 2 593, 2 554, 2 519, 2 488, 2 462, 2 442, 2 428 Å. Ces bandes convergent à la longueur d'onde 2 421, qui correspond au potentiel de dissociation de la molécule d'oxygène en deux atomes non excités ; à partir de là, on n'aperçoit plus qu'une absorption continue, que l'on voit commencer, sur notre figure, avant la fin des bandes vers 2 550 Å.

Vers les courtes longueurs d'onde, à partir de 2 026 Å, nous voyons de nouveau se dessiner des bandes d'absorption ; ce sont les bandes du système de Schumann-Runge dues à l'oxygène de l'air. La figure 7 les représente à plus grande échelle ; en réalité, sur la figure 7, on n'a pas déduit l'absorption par diffusion moléculaire, mais sa valeur est petite (0,43 pour 2 000 Å). Ces bandes ont été étudiées au laboratoire et classées par de nombreux auteurs (17) ; nous retrouvons sur la figure la série correspondant au niveau le plus bas, dont les têtes de bandes sont à 2 026, 1 998, 1 972, 1 947, 1 924, 1 902 (dont le coefficient est trop grand pour que nous ayons pu le mesurer à la pression où nous opérons) ; on voit également quelques bandes d'une série aboutissant à un niveau plus élevé, dont les bandes s'intercalent entre les précédentes à 2 017, 1 983, 1 961, 1 940 ; au-delà, il n'est

plus possible de distinguer sur nos clichés ces bandes parmi les raies plus intenses de l'autre série.

Il convient de remarquer que les coefficients d'absorption correspondant aux têtes de bandes, où les raies sont extrêmement voisines, ne sont valables en toute rigueur que pour la dispersion que nous avons employée. Malgré cela, on peut constater que nos mesures sont en excellent accord avec celles de Buisson, Jausseran et Rouard, qui étaient faites à partir de raies, et par suite ont une valeur intrinsèque, indépendante de l'appareil dispersif.

V. — DISCUSSION

Il nous reste à préciser une question déjà posée par les auteurs qui se sont occupés de l'absorption atmosphérique dans l'ultra-violet lointain : quelle est la part de l'oxygène dans l'absorption résiduelle ? Notre intention était, pour préciser ce point, de mesurer les coefficients d'absorption de l'oxygène dans le tube de 40 m. installé à l'Observatoire de Trappes. Malheureusement, les circonstances présentes ont interrompu les expériences. Nous espérons pouvoir les reprendre.

1. Région spectrale 1 900-2 000 Å. — Les seuls coefficients d'absorption de l'oxygène dont nous disposions pour cette région sont ceux de Granath (29) ; ce sont des mesures utilisant une technique assez ancienne et dont la précision varie vraisemblablement beaucoup avec la longueur d'onde ; elles n'indiquent guère qu'un ordre de grandeur et semblent inutilisables pour notre discussion ; certaines bandes même (1 902, 1 940) ne sont pas indiquées.

Un renseignement intéressant peut nous être fourni par la comparaison de nos mesures avec celles de Buisson, Jausseran et Rouard. Entre 2 030 et 1 900 Å, nous constatons un bon accord. Or si les mesures de Buisson, Jausseran et

Rouard ont été faites à l'air libre, nous avons vu que les nôtres ont été faites sur de l'air ne contenant que l'azote, l'oxygène, des gaz rares et éventuellement de l'oxyde nitrique NO. Or Leifson (17) a étudié l'absorption de ce dernier gaz dans l'ultra-violet lointain, mais de façon qualitative seulement ; il n'a pas fait de mesures de coefficients ; mais il a montré que l'oxyde nitrique possède à $1910 \text{ \AA}$ une bande assez forte, visible, sous une épaisseur de 15 mm. pour une pression de 7 mm. ; cette bande étant inexistante sur nos clichés, on peut conclure, dans la mesure où la loi de Beer est valable, qu'il y avait moins de 0 mm. 14 de NO dans le tube, soit une concentration inférieure à $4/100\,000$. Quant aux gaz rares, on ne leur connaît pas d'absorption dans cette région, et celle de l'azote se réduit à quelques raies très faibles. Il s'ensuit que l'élément absorbant de nos mesures est l'oxygène, l'azote n'intervenant que par son absorption par diffusion moléculaire (d'ailleurs faible vis-à-vis de l'absorption totale).

Pour comparer avec les mesures de Buisson, Jausseran et Rouard, nous devons faire la part de l'ozone ; son absorption est facilement calculable à partir de l'épaisseur trouvée par ces auteurs, 22 μ , et des coefficients que nous avons calculés au chapitre premier ; on obtient les valeurs suivantes :

2 139	0,025
2 100	0,02
2 063	0,015
2 026	0,01

Du bon accord de leurs mesures avec les nôtres, on peut conclure que les éléments de l'atmosphère autres que oxygène, azote, ozone sont en quantité trop faible pour qu'on puisse, avec la précision actuelle, discriminer la part qui leur revient dans l'absorption atmosphérique entre 1900 et $2000 \text{ \AA}$. Nous devons donc les rechercher dans un autre domaine.

2. Région spectrale 2 300-2 600 Å. — Dans cette région nos clichés ne présentent aucune bande d'absorption à structure discontinue autre que celles de l'oxygène, les unes qui s'arrê-

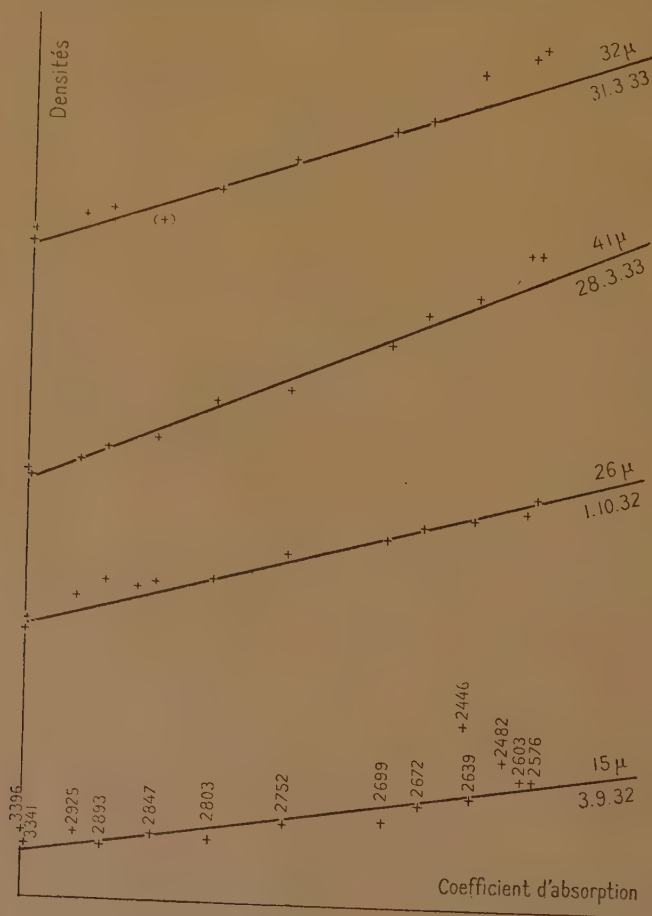


Fig. 12.

tent à 2 421 Å, les autres dont la première se place à 2 026 Å. Signalons néanmoins vers 2 300 Å, un léger épaulement de la courbe. On sait d'autre part (25) que les bandes de Herz-

berg sont suivies d'une absorption continue due à l'oxygène. C'est donc sans doute ce gaz qui est responsable, pour une grande partie tout au moins, de l'absorption résiduelle.

Mais il semble, et Götz et Maier-Leibnitz (20) ont déjà attiré l'attention sur ce point, que l'absorption d'autres éléments peut se manifester dans cette région spectrale, tout au moins en certaines saisons.

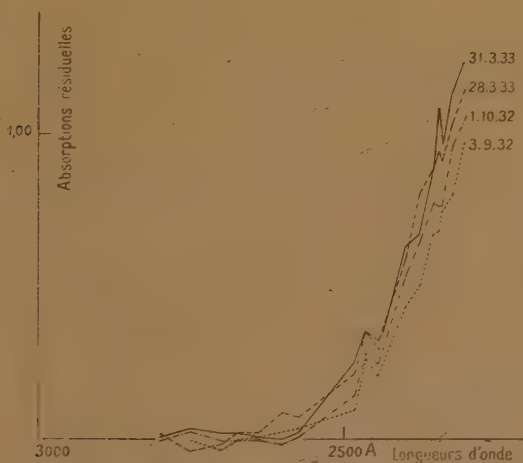


Fig. 13. — Les points situés au-dessous de l'axe des abscisses donnent une idée de l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales dans cette région spectrale.

Afin d'examiner cette question, nous avons repris les résultats de Götz et Maier-Leibnitz et nous les avons traités comme les nôtres ; nous les avons réduits à 1 km. d'air pris dans les conditions normales ; la température n'étant pas indiquée, nous avons supposé qu'elle était 0° C., température probable à Arosa aux époques où les mesures ont été faites ; nous avons ensuite déterminé l'épaisseur d'ozone d'après les coefficients de Ny Tsi-Zé et Choong Shin-Piaw en tenant compte du fait (indiqué par notre étude) que certains points sont manifestement troublés par l'absorption de l'oxygène :

2 639, 2 603, 2 482, 2 464, 2 446 $\text{\AA}$; ces points doivent donc se trouver plutôt au-dessus de la droite donnant l'épaisseur d'ozone. On a obtenu ainsi (voir les graphiques de la figure 12) les épaisseurs suivantes :

le 3-9-32	15 μ
le 21-10-32	26 μ
le 28-3-33	41 μ
le 31-3-33	32 μ

Ces graphiques nous donnent en même temps la valeur de la brume neutre, qui est égale à l'ordonnée à l'origine de la droite tracée.

Nous avons ensuite retranché l'absorption due à l'ozone et à la brume pour obtenir l'absorption résiduelle, représentée pour chaque jour par le graphique de la figure 13 qui est ainsi comparable à celui de la figure 11. La courbe correspondant au 3-9-32 se superpose exactement à la nôtre. La courbe du 1-10-32 en est également très voisine ; il faut en effet tenir compte des mauvaises conditions atmosphériques de ce jour qui diminuent la précision.

Il en va autrement des courbes du 28-3-33 et du 31-3-33 qui se séparent de notre courbe à partir de 2 600 $\text{\AA}$ environ, et s'en écartent de plus en plus à mesure que la longueur d'onde diminue. Notons dans ces courbes la présence (signalée par Götz et Maier-Leibnitz) d'une bande d'absorption très nette à 2 345 $\text{\AA}$, qui ne se trouve ni dans notre courbe, ni dans celle du 3-9-32 et est à peine indiquée (avec un léger décalage en longueur d'onde) dans celle du 1-10-32. Il y a donc une différence nette entre ces mesures, dont les unes ont été faites à l'automne et les autres au début du printemps.

Quant aux mesures de Buisson, Jausseran et Rouard, nous avons porté sur un graphique les valeurs de l'absorption résiduelle indiquées par eux, après avoir déduit 0,04 pour la brume ; la courbe se place légèrement au-dessus de la

nôtre à partir de $2500 \text{ \AA}$; mais nous ne pouvons en tirer aucune conclusion en ce qui concerne la saison, les chiffres indiqués correspondant à la moyenne de deux séries de mesures effectuées l'une en mars, l'autre en octobre.

La proportion d'oxygène de l'air étant constante, l'oxygène ne peut expliquer à lui seul cette absorption résiduelle qui varie de quantités très supérieures aux erreurs expérimentales. Il se trouve donc dans l'air, tout au moins à certaines saisons, un élément absorbant, de teneur variable, que nous allons essayer de préciser.

Nous pouvons tout d'abord chercher parmi les éléments dont l'analyse chimique ou la spectroscopie ont révélé l'existence dans l'atmosphère, autres que l'oxygène, l'azote, les gaz rares, l'ozone.

Paneth et Edgar (30) ont trouvé et dosé du gaz carbonique et du peroxyde d'azote. Les Tables de constantes n'indiquent aucune absorption par le gaz carbonique entre 2000 et $2400 \text{ \AA}$. Mais on sait que le peroxyde d'azote (sous la forme de molécules N_2O_4) présente une bande d'absorption très intense dans cette région ; Lambrey (31) a donné une courbe où l'on peut voir l'allure de la courbe d'absorption, mais malheureusement pas de coefficients ; Leifson (17) n'a donné également que des indications qualitatives, que nous pouvons néanmoins chercher à utiliser. Il écrit que lorsque sa cuve, de 15 mm. de long, est remplie de peroxyde d'azote sous 150 mm. de pression l'absorption devient totale à partir de $2400 \text{ \AA}$; supposons que cette absorption totale corresponde à une densité de 3 (soit une proportion de lumière transmise de $1/1000$) ; le coefficient d'absorption (pour 1 cm. à la pression normale) serait donc $\frac{3 \times 760}{1,5 \times 150}$ soit environ 10. Ne retenons pas ce chiffre qui est basé sur de simples présomptions ; retenons simplement que le coefficient d'absorption pour 2400 est notablement plus grand que vers 3400 , où Lambrey et Corbière (32) ont trouvé un

coefficient de 1,05, et qu'il va en croissant vers les courtes longueurs d'onde. La concentration moyenne indiquée par Paneth et Edgar, 10^{-9} , si le gaz était tout entier sous la forme N_2O_4 , donnerait à 3400 Å une densité de 0,0001 parfaitement indiscernable; nous pouvons même dire que l'erreur expérimentale étant dans cette région 0,0010 environ, une concentration de 10^{-8} passerait encore inaperçue dans nos mesures. A plus forte raison dans les mesures de Götz et Maier-Leibnitz qui, correspondant chacune à une seule série de mesures, doivent présenter une erreur absolue plus importante. Quant aux molécules NO_2 , leur absorption (31) se présente sous forme de bandes : 2495, 2425, 2356, 2311 Å, etc. Les mesures, portant sur des raies isolées ne permettent pas de les déceler; on voit seulement une bande à 2345 Å. Il est difficile d'affirmer que cette bande correspond à 2356 Å.

Il est un autre constituant de l'atmosphère qui a été découvert par la spectroscopie. Adel et Lampland (33) ont trouvé dans l'infra-rouge une bande d'absorption à $7\ \mu\ 6$ qu'ils ont attribuée à la présence de N_2O_5 dans la haute atmosphère. Malheureusement, le spectre d'absorption ultra-violet de N_2O_5 est mal connu; il a été étudié par Urey, Dawsey et Rice (34) et par Dutta et Sen Gupta (35) et leurs résultats ne sont pas concordants; ils ont néanmoins trouvé les uns et les autres une absorption continue assez intense au-dessous de 2500 Å; l'attribution des variations d'absorption résiduelle à des traces de N_2O_5 dans la basse atmosphère n'est donc pas absolument à rejeter.

Des traces de formol ont également été trouvées, en particulier dans les eaux de pluie (36); mais ce corps ne possède pas d'absorption dans cette région; Victor Henri et Schou (37) donnent les longueurs d'onde des bandes dont les plus fortes se trouvent entre 3500 et 2900 Å, et se prolongent par de plus faibles jusqu'à 2500 Å.

Götz et Maier-Leibnitz envisagent la présence d'eau

oxygénée dans l'atmosphère, car Schöne, au cours d'anciennes mesures chimiques, avait trouvé une concentration de 10^{-11} mol. d'eau oxygénée par litre d'air, soit une épaisseur réduite d'environ $2 \cdot 10^{-5}$ cm. par kilomètre. Les coefficients d'absorption de H_2O_2 à l'état de vapeur ont été donnés par Urey, Dawsey et Rice (38); mais leur mémoire présente quelques contradictions numériques; ainsi ayant défini un coefficient d'absorption a par la relation $I = I_0 e^{-acd}$, où c est la concentration en molécules par centimètre cube et d la longueur du tube, la relation qui donne la valeur de cd , $cd = 2,702 \times 10^{19} \times 273/293 \times 1,5/760 \times 183,5 = 0,88 \cdot 10^{20}$ est entachée d'une erreur d'environ 10; le calcul donne $0,91 \cdot 10^{19}$. D'autre part, dans le tableau donnant la valeur moyenne de a , il s'agit très probablement de $a \cdot 10^{20}$ ou 10^{19} , car le graphique qui l'accompagne donne les mêmes valeurs pour $a \cdot 10^{20}$. En utilisant l'un ou l'autre de ces chiffres pour interpréter la différence d'absorption résiduelle entre le 3-9-32 et le 31-3-33, on trouverait une variation d'épaisseur réduite d'eau oxygénée égale soit à 0 cm. 01, soit à 0 cm. 1. Il y aurait donc une teneur en eau oxygénée extraordinairement grande par rapport au nombre de Schöne; ceci n'aurait rien d'étonnant, la teneur en eau oxygénée devant être très variable suivant le lieu et la saison, par suite de sa décomposition spontanée au contact des diverses impuretés de la vase atmosphérique. D'autre part, on sait que ce gaz peut être formé soit par voie photo-chimique (39) sous l'influence de lumière de longueur d'onde plus courte que $1900 \text{ \AA}$, soit par l'effluve électrique, et qu'il se décompose sous l'influence de lumière de longueur d'onde inférieure à $3000 \text{ \AA}$ qui font défaut dans la lumière solaire atteignant la basse atmosphère. L'eau oxygénée pourrait donc être formée par un processus analogue à celui de l'ozone et avoir une distribution tout à fait irrégulière. Des mesures chimiques seront nécessaires pour

trancher cette question, car les mesures d'absorption n'indiquent qu'une présomption en faveur de la présence de ce gaz.

Nous allons maintenant examiner d'autres corps dont la présence n'a pas été reconnue dans l'atmosphère, en premier lieu d'autres oxydes d'azote.

L'oxyde azotique NO, étudié par Lambrey (31) et par Leifson (17), ne présente qu'une absorption continue très faible par rapport aux bandes qui se situent aux longueurs d'onde 2 368-61 (très faible), 2 268-61, 2 238, 2 154-48 Å, etc. Il ne peut donc pas expliquer les écarts d'absorption trouvés.

Le protoxyde d'azote N₂O, dont l'étude a été reprise récemment par Nicolle (40), possède une absorption continue à partir de 2 400 Å qui va en croissant vers les courtes longueurs d'onde; en utilisant les coefficients donnés par Nicolle, on trouve que pour expliquer l'écart des courbes du 3-9-32 et du 31-3-33, il faudrait envisager une variation d'épaisseur réduite de 6 m. par kilomètre, soit une concentration de 0,006. Il paraît difficile qu'une telle teneur ait pu échapper à l'analyse chimique.

Nous pourrions aussi penser, pour expliquer ces différences dans les courbes, à la présence d'oxyde de carbone dont l'absorption se présente sous forme de nombreuses bandes entre 2 000 et 2 700 Å. Enfin, nous ne devons pas oublier la vapeur d'eau dont l'absorption dans cette région n'est pas connue.

3. Région spectrale 3 300-2 800 Å. — Nous avons déjà signalé la présence dans les deux régions 3 000-3 030 et 2 750-2 820 Å d'une faible absorption résiduelle, se présentant sous la forme de bandes sans structure discontinue; mais elle est trop faible pour permettre une étude précise.

VI. — CONCLUSION

On voit donc que le fait d'avoir effectué nos mesures à l'aide d'un spectre continu, au lieu d'un spectre de raies comme nos prédécesseurs, a permis de préciser la part de l'absorption due à l'ozone et à l'oxygène. Par suite il a été possible de voir plus clair dans le mécanisme de l'absorption résiduelle et de serrer le problème de plus près. Les mesures où l'atmosphère intervient comme un écran pourront en être améliorées, ainsi que la technique des mesures relatives à l'ozone.

Il nous a été possible également de nous rendre compte de la présence d'impuretés accidentelles, ce qui nous a conduit dans certains cas à travailler sur de l'air purifié au préalable. D'où il s'ensuit que nos données expérimentales sont celles qui correspondent à de l'air dont la transparence est maxima.

En outre, la comparaison de nos résultats avec ceux des autres auteurs a permis d'en améliorer l'interprétation.

Cependant, la question de l'absorption atmosphérique dans l'ultra-violet est loin d'être élucidée. Notre étude a posé en effet de nombreux problèmes qui demanderont pour être résolus d'une part une répétition systématique de nos mesures en différentes saisons et en différents endroits, d'autre part des recherches de laboratoire sur les propriétés absorbantes de divers corps.

Toutefois, nos résultats sont susceptibles d'être appliqués immédiatement à la pénétration du rayonnement ultra-violet solaire dans la haute et même dans la basse atmosphère.

CHAPITRE III

En 1937, M. N. Saha (41), examinant l'influence du rayonnement ultra-violet solaire sur l'atmosphère supérieure, écrivait : « A l'heure actuelle, notre connaissance des coefficients d'absorption de l'oxygène et de l'azote pour toutes les longueurs d'onde au-dessous de $3\,000\text{ \AA}$ est dans un état extrêmement peu satisfaisant, mais probablement on pourra obtenir ceux-ci d'ici peu. La connaissance de ces coefficients d'absorption nous permettra d'estimer quantitativement les réactions photo-chimiques produites dans l'atmosphère supérieure, ... ». Voici donc la lacune signalée par Saha en partie comblée par nos mesures et en outre par celles que Schneider (42) a récemment effectuées entre $1\,600$ et $300\text{ \AA}$.

L'ensemble de ces données est intéressant pour l'étude de la constante solaire. En effet, pour la calculer on doit tenir compte de l'énergie absorbée par l'atmosphère ; dans l'ultra-violet, la correction à effectuer de ce fait est particulièrement importante vis-à-vis de l'énergie reçue, donc d'autant plus mal déterminée. A ce propos, Bruhat (43) a remarqué que les variations de la constante solaire que l'on a cru observer sont liées aux variations de la transparence atmosphérique et il se demande si elles ne sont pas la conséquence d'erreurs dans l'évaluation de l'absorption par l'atmosphère.

Nos mesures permettront également d'examiner avec plus de sûreté un bon nombre de problèmes relatifs à la haute atmosphère. C'est ainsi qu'elle est le siège d'importantes réactions photo-chimiques : réactions de formation, dont l'ozone n'est qu'un cas particulier, pour lesquelles la lumière de longueur d'onde plus courte que $2\,000\text{ \AA}$ est particulièrement active (nous avons vu aussi le cas de l'eau oxygénée) ;

réactions de décomposition également. Les longueurs d'onde efficaces étant différentes dans les deux cas, la connaissance de la répartition spectrale de l'énergie solaire atteignant une altitude donnée peut éclaircir la question de la stabilité ou de la distribution en fonction de l'altitude des gaz sensibles à l'action de la lumière.

La haute atmosphère est également une région d'ionisation intense, et les données que l'on possède actuellement sur l'ionosphère sont nombreuses ; à leur lumière, on a pu montrer que cette ionisation est due en grande partie à l'action du rayonnement solaire ultra-violet.

Il n'est pas question pour nous d'aborder tous ces problèmes ; nous voulons simplement préciser les données qui sont à la base de leur étude, en examinant quantitativement la pénétration du rayonnement solaire ultra-violet aux différentes altitudes.

Malheureusement, une donnée importante nous fait encore défaut : c'est la distribution de l'énergie dans le spectre solaire hors de l'atmosphère pour les longueurs d'onde plus courtes que $2900 \text{ \AA}$, qui ne peut être atteinte par des mesures directes à cause de l'opacité complète de l'atmosphère dans la région de la bande de Hartley de l'ozone.

Nous sommes donc réduits à extrapoler les résultats actuellement connus.

Le spectre de la lumière solaire est constitué par un fond continu dû à la photosphère auquel se superposent des raies brillantes (émission de la chromosphère) et sombres (raies de Fraunhofer dues à l'absorption par la chromosphère et la couche renversante et raies telluriques). L'étude de la répartition spectrale énergétique du fond continu a été faite par Abbot (44) pour l'infra-rouge, par Fabry et Buisson (45) pour l'ultra-violet, et reprise récemment par Chalonge et Déjardin (46) et par Pettit. Les résultats sont en bon accord ; on a trouvé que le spectre continu est analogue à celui d'un corps

noir dont la température serait 6 000° K. environ. Nous pouvons extrapoler ces résultats avec quelque certitude, car ils ont été obtenus par l'exploration d'une étendue spectrale assez grande (de 20 000 à 2 900 Å), et admettre que dans l'ultra-violet lointain, la répartition spectrale énergétique du fond continu de la lumière solaire en dehors de l'atmosphère est celle du corps noir à 6 000° K.

Mais du point de vue des effets photo-chimiques ou photo-ionisants dont nous avons parlé, la présence des raies brillantes ou sombres (autres que les raies telluriques) entre aussi en ligne de compte. Dans cet esprit, nous pouvons faire état des mesures de Coblentz et Stair (47) qui ont déterminé la répartition spectrale de l'énergie dans le spectre ultra-violet solaire par une méthode de filtres qui intègre toute la lumière émise dans un petit domaine spectral; la courbe obtenue se rapproche sensiblement de celle d'un corps noir à 4 000° K. Nous envisagerons donc également l'hypothèse où le rayonnement solaire ultra-violet serait analogue à celui d'un corps noir à 4 000° K.

L'autre donnée du problème nous est beaucoup mieux connue : il s'agit de l'absorption subie par la lumière solaire avant d'atteindre une altitude donnée. Bien entendu, nous devons encore faire appel à quelques hypothèses car l'atmosphère supérieure, inaccessible à l'expérience directe, ne nous est pas encore parfaitement connue. Nous avons supposé que la composition de l'air, ozone mis à part, ne variait pas avec l'altitude; les analyses de prises d'air (48) faites à diverses hauteurs n'ont en effet manifesté que de très faibles variations des proportions d'oxygène et d'azote, et seulement au-dessus de 20 km. Nous avons adopté comme loi de décroissance de la pression atmosphérique la loi de Laplace

(forme simplifiée) $h = h_0 e^{\frac{z_0 - z}{7,99}}$ qui nous a permis de calculer l'épaisseur réduite en kilomètres de l'atmosphère située au-dessus d'une altitude donnée; on trouve ainsi :

Altitudes	Epaisseurs réduites
0 km.	7,99 km.
5 »	4,27 »
10 »	2,28 »
20 »	0,654 »
30 »	0,187 »
40 »	0,053 »
50 »	0,015 »

D'autre part, la distribution verticale de l'ozone a été déterminée à diverses reprises soit par des méthodes directes, soit par des méthodes indirectes ; mais la courbe obtenue est susceptible de variations non négligeables suivant les endroits et les saisons, et même d'un jour à l'autre ; l'épaisseur totale varie également ; nous avons adopté la distribution obtenue par Regener (49) au moyen d'un spectrographe emporté par un ballon-sonde, mais nous ne devons pas perdre de vue les modifications qui peuvent être apportées au résultat par suite de ces variations. Les épaisseurs réduites d'ozone au-dessus d'une altitude donnée sont :

0 km.	0,275 cm.	
5 »	0,260 »	
10 »	0,240 »	
20 »	0,180 »	
30 »	0,075 »	
40 »	0,053 »	} (extrapolées)
50 »	0 »	

Nous avons utilisé comme coefficients d'absorption de l'ozone ceux de Ny Tsi-Zé et Choong Shin-Piaw entre 3 000 et 2 200 Å, les nôtres (Chap. I) entre 2 200 et 2 015 Å. Ils sont contenus dans la colonne 3 du tableau VII.

Pour les coefficients d'absorption de l'air, nous avons retranché des valeurs que nous avons obtenues (Chap. II) : 1° la part due à l'ozone ; 2° la part due à la brume et aux poussières qui sont localisées au voisinage du sol. Les coefficients ainsi obtenus sont dans la colonne 2 du tableau VII.

Nous avons fait remarquer précédemment que nos coefficients correspondent à la plus grande transparence observée jusqu'ici; nous espérons ainsi nous rapprocher le plus possible des conditions de l'atmosphère supérieure.

Nous avons donc calculé pour chacune des altitudes 0, 5, 10, 20, 30, 40 et 50 km. l'absorption due à l'air privé d'ozone (colonnes 4, 7, 10, 13, 16, 19 et 22) et l'absorption

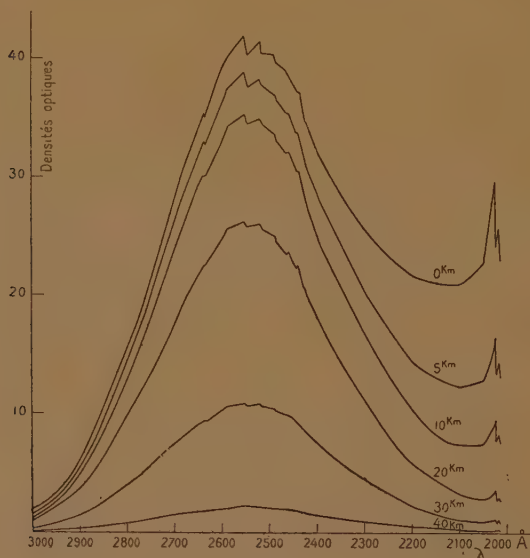


Fig 14.

due à l'ozone (colonnes 5, 8, 11, 14, 17 et 20). Les colonnes 6, 9, 12, 15, 18, 21 et 22 représentent la densité optique de l'atmosphère située au-dessus de l'altitude indiquée et traversée suivant la verticale. La colonne 1 contient les longueurs d'onde. Les résultats sont groupés sur la figure 14.

Nous avons ensuite calculé pour les mêmes longueurs d'onde l'intensité énergétique I de la lumière solaire en dehors de l'atmosphère sur la base de la formule de Planck

en valeur relative en assimilant le rayonnement du soleil à celui d'un corps noir à 4 000° K. pour la figure 15, à celui d'un corps noir à 6 000° K. pour la figure 16. La densité optique d'une couche absorbante étant définie par $d = \log \frac{1}{I_x}$, on obtient le logarithme de l'intensité I_x atteignant une altitude x en retranchant de $\log I$ la densité d_x de l'atmosphère

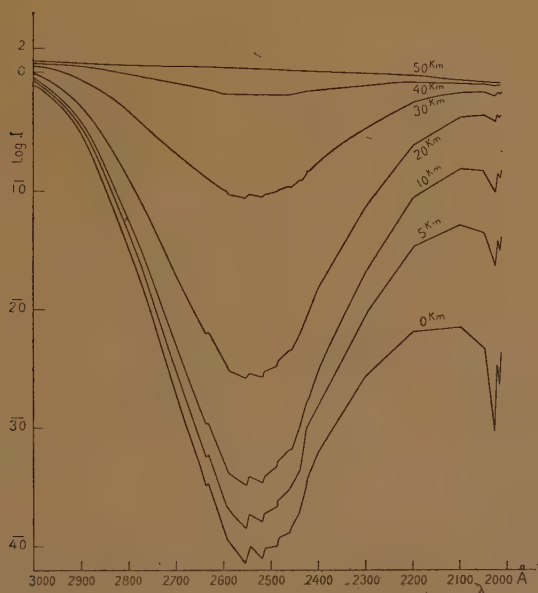


Fig. 15.

au-dessus de l'altitude x . Pour plus de commodité, ce sont ces logarithmes qui ont été représentés sur les figures 15 et 16.

L'examen de ces figures montre immédiatement que le facteur prépondérant est l'absorption atmosphérique et non la température de couleur du soleil.

De tels calculs avaient déjà été entrepris par les auteurs qui se sont intéressés à la réapparition du spectre solaire

dans la région 2 000-2 200 Å, Ramanathan et Ramdas (50) en 1934, E. Vassy (51) en 1936. Divers essais ont été tentés en vue d'enregistrer au sol un rayonnement venant du soleil au moyen de photo-compteurs, Meyer, Schein et Stoll (52), puis à deux reprises différentes, Kiepenheuer (53), ont pu déceler un rayonnement solaire à la Station Scientifique du

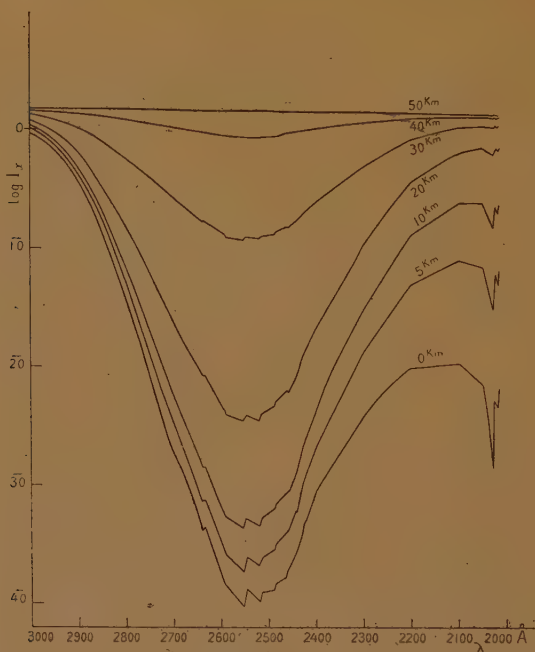


Fig. 16.

Jungfraujoch (3 500 m.). Les figures 15 et 16 montrent le gain considérable d'énergie que l'on obtient en s'élevant, en serait-ce que de 4 km.

Une expérience a également été tentée par Regener (54) pour enregistrer spectrographiquement le rayonnement solaire vers 2 000-2 200 Å, le spectrographe étant enlevé à

20 km. par un ballon-sonde. Cette expérience a donné un résultat négatif; mais l'appareillage comportait une forte épaisseur de quartz dont le coefficient d'absorption n'est pas négligeable dans cette région. Les calculs que nous avons effectués seront également précieux pour la continuation de ces recherches.

λ	α	β	Altitude : 0 km.			5 km.			10	
			4	5	6	7	8	9	10	
2 015	2,7	5,55	21,3	1,5	22,8	11,5	1,44	12,9	6,16	
2 017	3,0	5,6	24,0	1,5	25,5	12,8	1,45	14,2	6,84	
2 023	2,8	5,7	22,4	1,6	24,0	11,9	1,48	13,4	6,40	
2 026	3,5	5,8	28,0	1,6	29,6	14,9	1,51	16,5	7,98	
2 050	2,6	6,6	20,8	1,81	22,6	11,1	1,71	12,8	5,93	
2 100	2,3	9,3	18,4	2,6	21,0	9,8	2,42	12,2	5,24	
2 200	1,84	25	14,7	6,9	21,6	7,8	6,5	14,3	4,19	
2 300	1,20	58	9,6	15,9	25,5	5,12	15,1	20,2	2,73	
2 400	0,61	99	4,9	27,2	32,1	2,61	25,7	28,4	1,39	
2 422	0,535	110	4,3	30,2	34,5	2,28	28,6	30,9	1,22	
2 426	0,48	112	3,8	30,8	34,6	2,05	29,1	31,1	1,09	
2 428	0,495	113,5	3,9	31,2	35,2	2,13	29,5	31,6	1,14	
2 440	0,405	123	3,2	33,9	37,1	1,8	32,0	33,8	0,92	
2 442	0,445	122,5	3,6	33,7	37,3	1,9	31,8	33,7	1,01	
2 459	0,350	130	2,8	35,8	38,6	1,5	33,8	35,3	0,80	
2 462	0,425	129,5	3,4	35,6	39,0	1,8	33,6	35,4	0,97	
2 486	0,285	135,5	2,3	37,3	39,6	1,2	35,2	36,4	0,65	
2 488	0,340	136,5	2,7	37,5	40,2	1,4	35,5	36,9	0,77	
2 515	0,206	141	1,6	38,8	40,4	0,88	36,7	37,6	0,47	
2 519	0,247	143	1,9	39,3	41,3	1,0	37,2	38,2	0,56	
2 548	0,149	142	1,2	39,0	40,2	0,6	36,9	37,5	0,34	
2 553	0,258	144,5	2,0	39,8	41,8	1,1	37,6	38,7	0,59	
2 590	0,147	141	1,2	38,8	40,0	0,6	36,7	37,3	0,33	
2 593	0,212	139	1,7	38,2	39,9	0,9	36,1	37,0	0,48	
2 634	0,123	124	0,9	34,1	35,0	0,5	32,2	32,7	0,28	
2 638	0,153	124	1,2	34,1	35,3	0,6	32,2	32,9	0,35	
2 652	0,092	119	0,7	32,7	33,4	0,4	30,9	31,3	0,21	
2 684	0,128	106	1,0	29,1	30,2	0,5	27,6	28,1	0,28	
2 700	0,101	98,5	0,8	27,1	27,9	0,4	25,6	26,0	0,23	
2 800	0,123	54,0	1,0	14,8	15,8	0,5	14,0	14,5	0,28	
2 900	0,0765	20,0	0,6	5,5	6,1	0,3	5,2	5,5	0,17	
3 000	0,0791	4,90	0,6	1,3	2,0	0,3	1,3	1,6	0,18	

	20 km.			30 km.			40 km.			50 km.
	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
50	1,76	1,00	2,76	0,50	0,41	0,92	0,15	0,08	0,23	0,055
18	1,96	1,01	2,97	0,56	0,42	0,98	0,16	0,08	0,24	0,045
75	1,83	1,02	2,85	0,52	0,43	0,95	0,15	0,08	0,23	0,042
37	2,29	1,04	3,33	0,65	0,43	1,09	0,18	0,09	0,27	0,052
51	1,70	1,19	2,89	0,49	0,49	0,98	0,14	0,10	0,24	0,039
47	1,50	1,68	3,18	0,43	0,70	1,13	0,12	0,14	0,26	0,034
19	1,20	4,50	5,70	0,34	1,87	2,22	0,09	0,37	0,47	0,027
63	0,78	10,45	11,23	0,22	4,34	4,56	0,06	0,87	0,93	0,018
14	0,40	17,82	18,22	0,11	7,42	7,53	0,03	1,48	1,52	0,009
62	0,35	19,80	20,15	0,10	8,25	8,35	0,03	1,65	1,68	0,008
00	0,31	20,20	20,51	0,09	8,40	8,49	0,02	1,68	1,70	0,007
34	0,32	20,45	20,77	0,09	8,52	8,61	0,02	1,70	1,72	0,007
42	0,26	22,15	22,41	0,08	9,22	9,30	0,02	1,84	1,86	0,006
41	0,29	22,05	22,34	0,08	9,18	9,26	0,02	1,83	1,86	0,007
00	0,23	23,40	23,63	0,06	9,75	9,81	0,02	1,95	1,97	0,005
07	0,28	23,30	23,58	0,08	9,72	9,80	0,022	1,94	1,96	0,006
15	0,18	24,40	24,58	0,05	10,15	10,20	0,015	2,03	2,04	0,0043
52	0,22	24,60	24,82	0,06	10,23	10,29	0,018	2,05	2,07	0,0051
32	0,13	25,40	25,53	0,04	10,57	10,61	0,011	2,11	2,13	0,0031
86	0,16	25,75	25,91	0,04	10,71	10,76	0,013	2,15	2,16	0,0037
39	0,10	25,60	26,70	0,03	10,63	10,66	0,008	2,23	2,24	0,0022
24	0,17	26,00	26,17	0,05	10,83	10,88	0,014	2,16	2,18	0,0039
18	0,10	25,40	25,50	0,03	10,57	10,60	0,008	2,11	2,12	0,0022
78	0,14	25,01	25,15	0,04	10,42	10,46	0,011	2,08	2,10	0,0032
03	0,08	22,35	22,43	0,02	9,30	9,32	0,006	1,86	1,87	0,0018
10	0,10	22,35	22,45	0,03	9,30	9,33	0,008	1,86	1,87	0,0013
96	0,06	21,40	21,46	0,02	8,93	8,95	0,005	1,78	1,79	0,0014
73	0,08	19,10	19,18	0,02	7,95	7,97	0,007	1,54	1,55	0,0019
83	0,06	17,70	17,77	0,02	7,38	7,40	0,005	1,47	1,48	0,0015
23	0,08	9,73	9,81	0,02	4,05	4,07	0,006	0,81	0,82	0,0018
97	0,05	3,60	3,65	0,01	1,50	1,51	0,004	0,30	0,30	0,0011
35	0,05	0,88	0,93	0,01	0,37	0,38	0,004	0,07	0,08	0,0012

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. et E. VASSY. — *Science et Ind. photo.*, **8** (1937), 129.
- [2] E. VASSY. — *Thèse Paris* (1937); *Ann. de Phys.* [11], **8** (1937), 679.
- [3] COLANGE. — *Jour. Phys.*, **8** (1927), 254.
- [4] Mme LEFEBVRE. — *C. R.*, **200** (1935), 653.
- [5] PRETTRE et GUÉRON. — *Quat. Jour. Roy. Meteo. Soc.*, 62 supp. (1936), 2.
- [6] HARRISON. — *J. Opt. Soc. Amer.*, **18** (1929), 492.
- [7] NY TSI-ZÉ et CHOONG SHIN-PIAW. — *Chinese Jour. Phys.*, **1** (1933), 1.
- [8] FABRY et BUISSON. — *Jour. Phys.*, **3** (1913), 196.
- [9] J. et M. DUTHEIL. — *Jour. Phys.*, **7** (1926), 414.
- [10] A. VASSY. — *C. R.*, **204** (1937), 1413 et **206** (1938), 1638.
- [11] CHAPPUIS. — *Annales de l'Ecole N. S.*, **11** (1882), 137.
- [12] E. VASSY. — *C. R.*, **203** (1936), 1363.
- [13] A. et E. VASSY. — *Jour. Phys.*, **10** (1939), 75, 403 et 459.
- [14] ARNULF, DÉJARDIN et FALGON. — *C. R.*, **205** (1937), 1086.
- [15] TIEN KIU. — *Jour. Phys.*, **9** (1938), 297.
- [16] EDGAR MEYER. — *Ann. der Physik*, **12** (1903), 849.
- [17] E. et L. BLOCH. — *C. R.*, **158** (1914), 1161; DUCLAUX et JEANTET. — *C. R.*, **173** (1921), 581; LEIFSON. — *Astrophysical Jour.*, **83** (1926), 73; CURRY et HERZBERG. — *Ann. der Physik*, **19** (1934), 800; BALLARD et KNAUSS. — *Phys. Rev.*, **48** (1935), 796.
- [18] SCHAEFFER. — *Proc. Amer. Acad. Arts and Sc.*, **57** (1922), 365.
- [19] DAWSON, GRANATH et HULBURT. — *Phys. Rev.*, **34** (1929), 136.
- [20] GÖTZ et MAIER-LEIBNITZ. — *Zeits. für Geophys.*, **9** (1933), 253.
- [21] BUISSON, JAUSSERAN et ROUARD. — *C. R.*, **190** (1930), 808 et **194** (1934), 1477.
- [22] BUISSON, JAUSSERAN et ROUARD. — *Rev. Opt.*, **12** (1933), 70.
- [23] CHALONGE et VASSY. — *Rev. Opt.*, **13** (1934), 113.
- [24] FABRY et BUISSON. — *C. R.*, **192** (1931), 457.
- [25] HERZBERG. — *Naturwiss.*, **31** (1932), 577.
- [26] CHALONGE et VASSY. — *C. R.*, **198** (1934), 1318.
- [27] HERMAN. — *Thèse Paris* (1939).
- [28] MORGULEFF et VASSY. — *Ann. d'Astrophys.*, **1** (1938), 427.
- [29] GRANATH. — *Phys. Rev.*, **34** (1929), 1045.
- [30] PANETH. — *Quat. Jour. Roy. Meteo. Soc.*, **43** (1937), 432; PANETH et EDGAR. — *Nature*, **142** (1938), 112.

- [31] LAMBREY. — *Ann. de Phys.*, **13** (1930), 95.
- [32] LAMBREY et CORBIÈRE. — *C. R.*, **201** (1935), 1334.
- [33] ADEL et LAMPLAND. — *Astrophysical Jour.*, **87** (1938), 198.
- [34] UREY, DAWSEY et RICE. — *Jour. Amer. Chem. Soc.*, **51** (1929), 3190.
- [35] DUTTA et SEN GUPTA. — *Proc. Roy. Soc.*, **139** (1933), 397.
- [36] DHAR et RAM. — *Nature*, **132** (1933), 819.
- [37] HENRI et SCHOU. — *Zeits. für Physik*, **49** (1928), 774.
- [38] UREY, DAWSEY et RICE. — *Jour. Amer. Chem. Soc.*, **51** (1929), 1371.
- [39] TIAN. — *Thèse Marseille*.
- [40] NICOLLE. — *Diplôme d'Etudes Supérieures*. Paris (1940).
- [41] M. N. SAHA. — *Proc. Roy. Soc.*, **160** (1937), p. 155.
- [42] SCHNEIDER. — *J. Opt. Soc. Amer.*, **30** (1940), p. 128.
- [43] G. BRUHAT. — *Le Soleil*, Alcan. Paris (1930).
- [44] ABBOT. — *Smithsonian Solar Radiation Researches*.
- [45] FABRY et BUISSON. — *C. R.*, **175** (1922), p. 156.
- [46] CHALONGE et DÉJARDIN. — *Bull. Soc. franç. Phys.* (1940), 299;
E. PETTIT. — *Astrophysical Jour.*, **91** (1940), 159.
- [47] COBLENTZ et STAIR. — *Bur. of Stand.*, **17** (1936), 1.
- [48] LÉPAPE et COLANGE. — *C. R.*, **200** (1935), 1871; SHEPHERD. —
Nat. Geogr. Soc. Stratosphere Flight of 1935. Washington (1936).
- [49] E. et V. REGENER. — *Phys. Zeits.*, **35** (1934), 416.
- [50] RAMANATHAN et RAMDAS. — *Proc. Ind. Acad.*, **1** (1934), 308.
- [51] E. VASSY. — *Rev. Opt.*, **15** (1936), 86.
- [52] MEYER, SCHEIN et STOLL. — *Nature*, **134** (1934), 535; *Helv. Phys. Acta*, **7** (1934), 670.
- [53] KIEPENHEUER. — *Zeits. für Astro.*, **14** (1938), 348; *Veröff. Univ. Göttingen*, n° 60.
- [54] REGENER. — *Naturwiss.*, **26** (1938), 141.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Le mécanisme de la formation
de l'image latente photographique.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 14 Janvier 1941.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
CARCOPINO.

